



**Ana Maria Sousa da
Rocha**

**Estudo da degradação de fibras óticas sob o efeito
de potências elevadas**



**Ana Maria Sousa da
Rocha**

**Estudo da degradação de fibras óticas sob o efeito
de potências elevadas**

Tese apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Engenharia Física sob orientação científica do Doutor Paulo Sérgio de Brito André, Professor Auxiliar Convidado com agregação do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e Investigador Auxiliar do Instituto de Telecomunicações e da Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facão, Professora Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

Apoio financeiro da FCT e do FSE no âmbito do III Quadro Comunitário de Apoio.

o júri

presidente

Doutora Celeste de Oliveira Alves Coelho
Professora Catedrática da Universidade de Aveiro

Doutor João Lemos Pinto
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Doutor Mário Fernando dos Santos Ferreira
Professor Associado com Agregação da Universidade de Aveiro

Doutora Maria Inês Barbosa de Carvalho
Professora Associada da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Doutor José Maria Longras Figueiredo
Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade do Algarve

Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facão
Professora Auxiliar da Universidade de Aveiro (coorientadora)

Doutor Paulo Sérgio de Brito de André
Investigador Auxiliar do Instituto de Telecomunicações e Professor Auxiliar Convidado com Agregação da Universidade de Aveiro (orientador)

Doutor João Manuel da Silva Sousa
Diretor de Investigação e Desenvolvimento da Multiwave Photonics, S. A.

agradecimentos

Ao longo deste trabalho foram muitas as pessoas que de alguma maneira colaboraram na sua concretização. Gostaria de agradecer a todos os que contribuíram para que a realização deste trabalho fosse possível e, sem menosprezar as restantes contribuições, gostaria de destacar:

Em primeiro lugar, os meus orientadores, a Prof.^a Doutora Margarida Facão e o Prof. Doutor Paulo André por toda a cooperação e conselhos dados, pelo apoio, confiança e disponibilidade que demonstraram em todas as fases do trabalho, e finalmente pela contribuição na escrita e revisão desta tese.

Todos os meus colegas do Instituto de Telecomunicações e do Departamento de Física da Universidade de Aveiro tanto pelas discussões e trocas de ideias, como pelo apoio e amizade que sempre manifestaram. Gostaria de entre estes referir os mestres Maria de Fátima Domingues, André Martins, Gil Fernandes e Jorge Monteiro pela colaboração no trabalho experimental.

Todos os meus familiares e amigos pelo apoio que sempre me deram.

Por fim gostaria de agradecer às seguintes instituições:

Ao Instituto de Telecomunicações – Aveiro e ao Departamento de Física da Universidade de Aveiro onde dispus de todas as condições e material para a realização do trabalho apresentado nesta dissertação.

Ao Istituto Superiore delle Comunicazioni e delle Tecnologie dell'Informazione (ISCOM) pelo acolhimento e disponibilização de recursos laboratoriais para a realização de parte do trabalho apresentado no capítulo 2.

À Fundação para a Ciência e Tecnologia pelo financiamento dado através da bolsa doutoramento (SFRH/BD/41773/2007) e pelo suporte dado através do projeto FEFOF (PTDC/EEA-TEL/72025/2006).

A todos, o meu muito obrigado!

Ana Rocha

palavras-chave

Fibras óticas, sinais com elevada potência ótica, fibras óticas sujeitas a curvaturas apertadas, efeito rastilho.

resumo

Os sistemas de comunicações óticas têm evoluído rapidamente e, como consequência, a potência dos sinais óticos propagados na fibra tem vindo a aumentar. A propagação de sinais de elevada potência pode resultar na degradação e/ou destruição da fibra ótica.

O presente trabalho tem como objetivo o estudo do impacto da propagação de sinais óticos com elevadas potências na degradação e redução do tempo de vida útil das fibras óticas. Estudou-se este tipo de degradação das fibras óticas a dois níveis: degradação do revestimento de fibras sujeitas a curvaturas apertadas e ignição e propagação do efeito rastilho que leva a destruição da fibra ótica.

Para a concretização deste estudo, caracterizou-se experimentalmente o aumento de temperatura no revestimento de fibras óticas sujeitas a curvaturas de diâmetro reduzido e na presença de sinais com elevada potência. Tendo-se desenvolvido um modelo analítico para descrever o aquecimento do revestimento da fibra.

No âmbito do efeito rastilho em fibra ótica, estudou-se experimentalmente, em diversos tipos de fibra, as principais propriedades deste fenómeno, nomeadamente, a potência ótica de limiar necessária para a sua ignição e propagação, a velocidade de propagação e as características da cadeia de bolhas formada no núcleo da fibra ótica durante a propagação deste efeito. Desenvolveu-se, ainda, um modelo teórico para simular a propagação do efeito rastilho, tendo sido validado e complementado através de resultados experimentais.

Por fim, desenvolveram-se e implementaram-se técnicas para detetar e interromper a propagação do efeito rastilho, como forma de limitar a extensão de fibra destruída e proteger os equipamentos óticos da rede.

keywords

Optical fibers, high optical powers, bent fibers, fiber fuse effect.

abstract

Optical communications systems had developed rapidly, as a result, the power of the optical signals injected into the optical fiber has increased. The propagation of high power signals can lead to the optical fiber degradation and/or destruction.

The aim of this work is to study the effect of high optical power signals propagation on the optical fibers degradation and lifetime reduction. We studied two categories of degradation: coating degradation in bent fibers and the ignition and propagations of the fiber fuse effect that destroys the optical fiber along several kilometers.

The increase of temperature in the coating of tightly bent optical fibers under high power signals was experimentally studied. In addition, an accurate analytical model to describe the increase of the optical fiber coating temperature was developed.

The fundamental properties of the optical fiber fuse effect were experimentally studied for different types of fiber, namely, the optical power threshold, the fuse propagation velocity and the characteristics of the voids string formed in the fiber core during its propagation. Moreover, a numerical model to simulate the fiber fuse effect propagation was developed and validated through the experimental results.

Finally, we developed and implemented several techniques to detect and halt the fiber fuse propagation in order to limit the optical fiber destruction and protect the network components

“If you really look at it, I was trying to sell a dream ...
There was very little I could put in concrete to tell these
people it was really real.”

Charles K. Kao

Premio Nobel da Física em 2009 pelo seu trabalho inovador
relacionado com a transmissão da luz em fibras óticas

índice

glossário de acrónimos	iii
lista de símbolos e constantes	v
capítulo 1 Introdução	1
1.1. Enquadramento e objetivos	1
1.2. Revisão bibliográfica	4
1.2.1. Degradação de fibras óticas sujeitas a curvaturas	4
1.2.2. Efeito rastilho	6
1.3. Estrutura da tese	10
1.4. Principais resultados	11
capítulo 2 Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas	13
2.1. Fibra ótica.....	13
2.1.1. Atenuação associada à curvatura da fibra ótica	16
2.2. Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura	17
2.2.1. Aquecimento em fibras enroladas em cilindros	17
2.2.2. Aquecimento em meia curvatura	20
2.2.3. Aquecimento em curvatura completa	27
2.3. Modelo para aquecimento associado à curvatura	32
2.4. Sumário	35
capítulo 3 Efeito Rastilho - Caracterização Experimental	37
3.1. Descrição do efeito rastilho	37
3.2. Sistema experimental implementado	39
3.3. Potência ótica limiar	41
3.4. Velocidade de propagação do efeito rastilho	42
3.5. Análise da cadeia de bolhas	46
3.6. Temperatura da zona de fusão	50
3.7. Sumário	53
capítulo 4 Efeito Rastilho - Modelo Teórico.....	55
4.1. Modelo matemático	55
4.2. Método numérico	57
4.2.1. Resultados	59
4.3. Modelo numérico baseado em soluções propagantes	62
4.3.1. Análise com método de perturbação	64
4.3.2. Validação	67
4.4. Simulação para vários tipos de fibra	71
4.5. Sumário	74
capítulo 5 Efeito Rastilho – Métodos de Detecção e Mitigação.....	75
5.1. Detetor do efeito rastilho baseado em sensores FBG	75
5.1.1. Detetor com duas FBGs.....	76
5.1.2. Detetor com uma única FBG.....	77

5.2. Monitorização do espectro do sinal refletido	79
5.3. Utilização de microfibras óticas para parar o efeito rastilho	82
5.3.1. Microfibras óticas	82
5.3.2. Montagem experimental e resultados	86
5.4. Sumário	89
capítulo 6 Considerações Finais.....	91
6.1. Principais Conclusões.....	91
6.2. Sugestões de trabalho futuro.....	94
anexo A Redes de Bragg	97
anexo B Lista de publicações no âmbito da tese.....	101
referências bibliográficas.....	105

glossário de acrónimos

CIE	<i>Commission Internationale de l'Éclairage</i>	Comissão Internacional de Iluminação
DCF	<i>Dispersion Compensating Fiber</i>	Fibra para a compensação da dispersão cromática
DSF	<i>Dispersion Shift Fiber</i>	Fibras de dispersão deslocada
DWDM	<i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i>	Multiplexagem espectral densa
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifiers</i>	Amplificador de fibra ótica dopada com érbio
FBG	<i>Fiber Bragg Gratings</i>	Rede de Bragg em fibra ótica
FTTH	<i>Fiber to the Home</i>	Fibra ótica até à residência
MFD	<i>Mode Field Diameter</i>	Diâmetro do campo modal
NZDSF	<i>Non-Zero Dispersion Shift Fiber</i>	Fibra de dispersão deslocada não nula
ODE	<i>Ordinary Differential Equation</i>	Equação diferencial ordinária
OSA	<i>Optical Spectrum Analyzer</i>	Analisador de espectro ótico
OTDR	<i>Optical Time Domain Reflectometer</i>	Refletómetro ótico no domínio temporal
PDE	<i>Partial Differential Equation</i>	Equação diferencial parcial
SEM	<i>Scanning Electron Microscopy</i>	Microscopia eletrónica de varrimento
SMF	<i>Single Mode Fiber</i>	Fibra ótica monomodo
WDM	<i>Wavelength Division Multiplexing</i>	Multiplexagem espectral

lista de símbolos e constantes

A	Área transversal da fibra ótica
α	Coefficiente de absorção da fibra ótica
α_0	Absorção ótica máxima da fibra ótica
α_{bend}	Atenuação associada à curvatura na fibra ótica
α_l	Coefficiente de atenuação da fibra ótica
α_c	Parâmetro de absorção ótica do revestimento da fibra ótica
A_{eff}	Área efetiva da fibra ótica
β	Parâmetro adimensional para o coeficiente de absorção
c	Velocidade da luz no vázio ($299792458 \text{ ms}^{-1}$)
C_c	Calor específico da camada de revestimento da fibra ótica
C_s	Calor específico da sílica
d	Distância de fibra (entre as FBGs)
d_{bend}	Diâmetro de curvatura da fibra ótica
d_c	Diâmetro da região de cintura (micro fibra ótica)
d_f	Diâmetro total da fibra ótica
ΔP	Potência dissipada (na zona de curvatura da fibra ótica)
ΔP_{in}	Potência ótica absorvida no revestimento da fibra ótica (na zona de curvatura da fibra ótica)
ΔT	Variação de temperatura
E	Distribuição do campo
ε	Emissividade da superfície da fibra ótica
e	Carga elétrica elementar ($1.602177 \times 10^{-19} \text{ C}$)
E_f	Energia de formação dos centros de Ge
γ	Parâmetro adimensional para o coeficiente de transferência de calor por radiação

h	Constante de Planck (6.626075×10^{-34} Js)
h_r	Coefficiente de transferência de calor por convecção e radiação no revestimento da fibra ótica
I	Intensidade ótica
I_b	Intensidade do espectro de emissão do corpo negro
k_s	Condutividade térmica da sílica
k_B	Constante de Boltzmann (1.380658×10^{-23} JK ⁻¹)
L	Comprimento característico
l_{bend}	Comprimento de fibra ótica curvada
l_f	Comprimento de fibra
Λ	Período da perturbação do índice de refração da rede de Bragg em fibra ótica
λ	Comprimento de onda
λ_B	Comprimento de onda de Bragg
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo ($4\pi \times 10^{-7}$ NA ⁻²)
μ_e	Mobilidade dos elétrons no núcleo de sílica
n_f	Índice de refração do núcleo da fibra
n_{eff}	Índice de refração efetivo
n_p	Concentração dos precursores dos centros de germânio
P	Potência do sinal ótico
p	Potência ótica adimensional
P_{bend}	Potência do sinal ótico de saída com a fibra curvada
P_{in}	Potência do sinal ótico de entrada
P_{max}	Valor máximo de potência absorvida na camada de revestimento da fibra ótica (na zona de curvatura da fibra ótica)
P_{ref}	Potência de referência do sinal ótico de saída
θ	Temperatura adimensional
Q_{in}	Energia fornecida
Q_{out}	Energia dissipada na forma de calor
θ_r	Temperatura ambiente adimensional
Q_{stored}	Energia armazenada na forma de calor
R	Raio modal do campo ótico
ρ_c	Densidade da camada de revestimento da fibra ótica
ρ_s	Densidade da sílica

σ_s	Constante de Stefan-Boltzmann ($5.670400 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$)
S_T	Sensibilidade térmica da rede de Bragg em fibra ótica
T	Temperatura
t	Tempo
τ	Tempo adimensional
T_0	Temperatura ambiente
T_e	Temperatura crítica do efeito rastilho
v	Velocidade de propagação do efeito rastilho
ν	Velocidade de propagação do efeito rastilho adimensional
z	Coordenada longitudinal
x, y	Coordenadas de cromaticidade CIE
X, Y, Z	Coordenadas de cor ou <i>tristimulus</i> CIE
$\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$	Funções de correspondência de cor CIE
ζ	Coordenada longitudinal adimensional

capítulo 1

Introdução

1.1. Enquadramento e objetivos

Na atualidade, as fibras óticas desempenham uma função fundamental nos sistemas de telecomunicações. O desenvolvimento de fibras óticas com atenuação reduzida foi impulsionado pelos trabalhos de Charles Kao, o que lhe valeu o prémio Nobel da Física em 2009 (KAO et al., 1966), e permitiu o surgimento de sistemas de comunicações por fibra ótica. As vantagens da utilização da fibra ótica, tais como, elevada largura de banda, dimensões e peso reduzidos, baixo custo e imunidade às interferências eletromagnéticas, fomentaram a enorme evolução apresentada pelos sistemas de comunicações, desde o seu surgimento até ao presente. Os sistemas de comunicações por fibra ótica têm sido mundialmente utilizados desde 1980, revolucionando as redes de telecomunicações e possibilitando o extraordinário crescimento da *Internet* (AGRAWAL, 2010). Deste modo, atualmente, as fibras óticas são o suporte das redes de telecomunicações, encontrando-se tanto em redes que abrangem uma grande área geográfica incluindo redes intercontinentais, como em pequenas redes isoladas dentro de edifícios, assistindo-se atualmente à extensão das redes óticas até à residência dos utilizadores (*Fiber To The Home* - FTTH).

O volume de tráfego de telecomunicações tem vindo a crescer rapidamente e de forma contínua, nos últimos 10 anos a sua taxa de crescimento anual foi de aproximadamente 60% (WINZER, 2010). Este aumento deve-se tanto ao aumento do número de utilizadores e do tempo despendido por cada utilizador, bem como à elevada procura de novos serviços que exigem elevada largura de banda, tais como, vídeo *streaming*, vídeo conferência, aplicações de partilha de ficheiros, entre outros.

Introdução

Para enfrentar estes desafios, os sistemas de comunicações óticas têm evoluído no sentido do aumento da extensão geográfica das redes, do aumento da capacidade de transmissão e da redução dos custos de implementação e operação. A introdução de técnicas de multiplexagem espectral (WDM – *Wavelength Division Multiplexing* e DWDM – *Dense WDM*) permitiu o aumento da capacidade de transmissão, explorando o elevado intervalo espectral da fibra ótica com reduzida atenuação. A implementação de amplificadores óticos, tais como amplificadores de Raman e amplificadores baseados em fibras dopadas com érbio (EDFA – *Erbium Doped Fiber Amplifiers*) permitiram o aumento da extensão das redes óticas e a redução da necessidade de regeneradores optoelectrónicos, os quais são dispendiosos e de transparência limitada. A introdução de técnicas de multiplexagem espectral, conjugadas com técnicas de amplificação ótica, teve como consequência o aumento da potência ótica dos sinais propagados na rede, para valores superiores a 1 W (DELISLE et al., 2002, NAMIKI et al., 2006).

A propagação de sinais com elevada potência induz o aparecimento de vários problemas no funcionamento e segurança das redes, os quais podem ser divididos em três grupos principais: *i)* degradação da qualidade dos sinais transmitidos devido à indução de fenómenos não lineares, *ii)* degradação e destruição da fibra ótica, dos conectores e junções óticas e dos componentes óticos e *iii)* risco para a saúde dos técnicos de operação e manutenção. O primeiro grupo de problemas tem sido intensivamente estudado (AGRAWAL, 2007), no entanto, só atualmente, o aumento da potência dos sinais propagados nas redes leva ao aparecimento de uma séria preocupação em relação ao segundo tópico. De facto, o estudo do impacto da propagação de sinais óticos de elevada potência na degradação das infraestruturas das redes óticas torna-se essencial não só para o seu desenho e manutenção, mas também para a criação de diretivas que garantam a segurança dos técnicos de operação (DELISLE et al., 2002).

Neste sentido, este trabalho centra-se no estudo do impacto da propagação de sinais de elevada potência na degradação de fibras óticas. Esta degradação física das fibras óticas sob o efeito de potências óticas elevadas pode ocorrer em dois níveis: *i)* degradação da camada de revestimento externo das fibras e *ii)* ignição e propagação do efeito rastilho (do inglês *fuse effect*) (SEO et al., 2003, NAMIKI et al., 2006).

A degradação das camadas de revestimento e proteção das fibras óticas resulta do aumento da temperatura desse revestimento polimérico, quando as fibras são sujeitas a curvaturas de diâmetro reduzido. Esta condição de curvatura apertada pode ocorrer sistematicamente na instalação das redes FTTH, devido à diminuição do espaço disponível para a instalação da infraestrutura de fibra ótica. A degradação da camada de revestimento é responsável pela redução do tempo de vida útil da fibra ótica, e pode levar à sua rutura, ou até, à ignição do efeito de rastilho.

O efeito rastilho é um fenómeno que pode ocorrer em fibras onde se propagam sinais com elevadas potências (usualmente superiores a 1 W), levando à destruição catastrófica da fibra ao longo de uma vasta extensão e à destruição permanente dos componentes

ativos da rede ótica. Este fenómeno foi observado pela primeira vez por *Kashyap* em 1987 (KASHYAP et al., 1988), contudo, não foi considerado um problema pois, nessa época, a potência ótica injetada nas fibras era claramente inferior a 1 W. Como consequência do aumento da potência sinais óticos propagados nas redes, o interesse no estudo do efeito rastilho e de formas de detetar e inibir a sua propagação tem aumentado consideravelmente nos últimos anos, como se pode observar na figura 1.1 onde se apresenta o gráfico do número de publicações por ano, relacionadas com este fenómeno. Este gráfico é baseado na lista de publicações consideradas relevantes por *Shin-ichi Todoroki*, investigador sénior do *National Institute for Materials Science* no Japão. Sendo, o efeito rastilho, um dos seus principais tópicos de investigação, compilou uma lista com as publicações, relacionadas com este fenómeno, que considerou mais relevantes.

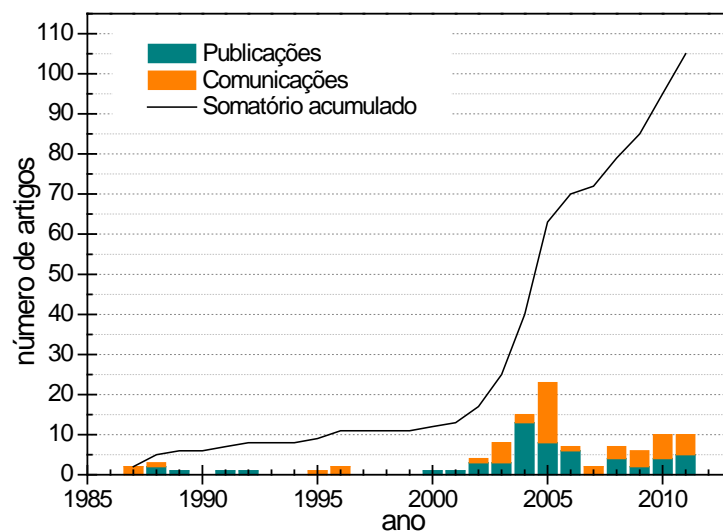


Figura 1.1 Número de publicações relevantes relacionadas com o efeito rastilho desde 1987 até à atualidade (TODOROKI, 2011).

O trabalho aqui reportado teve como objetivo o estudo da degradação de fibras óticas sob o efeito de potências elevadas. Tendo em conta as considerações aqui apresentadas, este trabalho dividiu-se em dois tópicos: caracterização da degradação da fibra ótica quando sujeitas a curvaturas apertadas e estudo e compreensão da ignição e propagação do efeito rastilho em fibras óticas. Em ambos os tópicos, realizou-se a caracterização experimental da degradação da fibra e desenvolveram-se modelos teóricos para descrever estes fenómenos. Além disso, este trabalho também teve como objetivo propor e desenvolver técnicas que permitissem a deteção e mitigação do efeito rastilho.

1.2. Revisão bibliográfica

Como já foi referido na secção anterior, a propagação de sinais de elevada potência em fibras óticas pode ser responsável pela redução do seu tempo de vida útil, como resultado da degradação física ou da destruição súbita da fibra ótica. Os dois principais mecanismos que levam a esta degradação são: o aumento da temperatura da camada de proteção das fibras óticas quando estas estão sujeitas a curvaturas apertadas e a ignição e propagação do efeito rastilho que leva à destruição catastrófica da fibra.

1.2.1. Degradação de fibras óticas sujeitas a curvaturas

As fibras óticas quando sujeitas a curvaturas de diâmetro reduzido apresentam uma atenuação adicional do sinal ótico propagado. Esta atenuação pode ser significativa quando o diâmetro de curvatura atinge um valor crítico (PASCHOTA, 2009). Sendo que, numa fibra monomodo padrão este valor crítico é da ordem de dezenas de milímetros (NAMIKI et al., 2006). Atualmente, as fibras óticas podem ser dobradas ou curvadas acidentalmente com diâmetros reduzidos, devido à redução do espaço para instalação de componentes e cabos óticos, principalmente nas infraestruturas das redes FTTH (ANDRE, 2009).

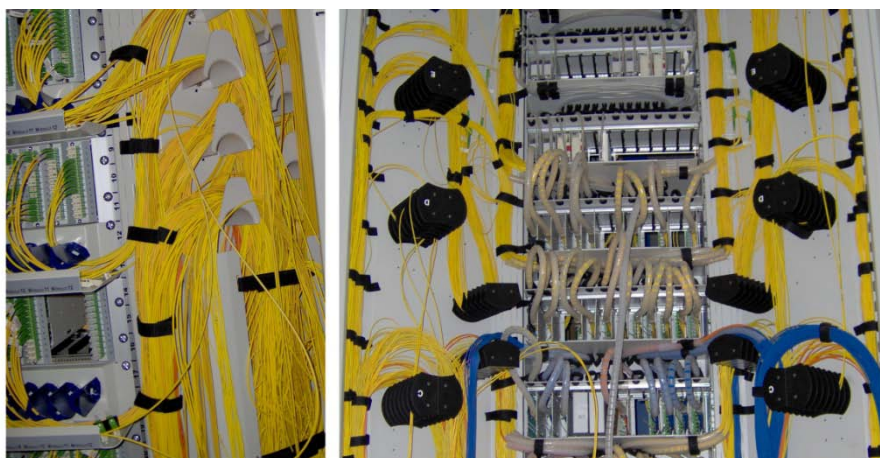


Figura 1.2. Instalação típica de uma cabine de processamento ótico.

A atenuação do sinal ótico na zona de curvatura da fibra está relacionada com a fuga do sinal da região do núcleo da fibra (modo guiado) para a região da bainha (modo não guiado). O sinal perdido para a região da bainha é absorvido pelo material da camada de revestimento externo da fibra ótica. Quando se propaga na fibra um sinal ótico de elevada potência a energia absorvida pelo revestimento na zona da curvatura é elevada e, consequentemente, gera um aumento local da temperatura no revestimento. A temperatura local registada pode atingir valores superiores a 85°C (LOGUNOV et al., 2003, SEO et al., 2003, NAMIKI et al., 2006). Este valor de 85°C corresponde à

temperatura máxima recomendada para o revestimento da fibra ótica, em condições normais de utilização (IEC, 2008).

A temperatura no revestimento da fibra ótica aumenta rapidamente até um valor de equilíbrio que está relacionado com a perda de energia na zona de curvatura, e por isso depende da potência ótica do sinal propagado e da atenuação associada à curvatura que, por sua vez, depende do raio da curvatura da fibra e do comprimento de onda do sinal. Contudo, esta temperatura também está relacionada com as características da fibra ótica, dependendo do tipo de fibra e do tipo de revestimento. (LOGUNOV et al., 2003, SEO et al., 2003, BIGOT-ASTRUC et al., 2006, BIGOT-ASTRUC et al., 2008)

Os primeiros ensaios realizados em fibras óticas com curvatura de diâmetros reduzidos e sob o efeito de sinais com potências óticas elevadas (LOGUNOV et al., 2003), mostraram que a temperatura de equilíbrio do revestimento depende linearmente da potência do sinal ótico. No entanto, o modelo linear proposto por *Logunov* e *DeRosa* não descreve a relação entre a temperatura máxima atingida e a potência do sinal ótico propagado, observada para valores de potência mais elevados (*BIGOT-ASTRUC et al., 2006, BIGOT-ASTRUC et al., 2008*).

Foi verificado que o aquecimento do revestimento da fibra ótica leva à sua degradação, implicando a consequente redução do tempo de vida útil da fibra e/ou à ignição do efeito rastilho (PERCIVAL et al., 2000). Durante o processo de aquecimento, o revestimento escurece e regista-se uma deformação permanente na fibra ótica o que provoca a sua falha estrutural, isto é, a fibra fica incapaz de transmitir o sinal ótico (CHIEN et al., 2005, GLAESEMANN et al., 2006). Esta degradação da fibra ótica foi relacionada com a redução do volume do revestimento na zona da curvatura (CHIEN et al., 2005, SIKORA et al., 2007). Outros autores mediram o tempo decorrido até à falha da fibra ótica e mostraram que este tempo está relacionado com a temperatura de equilíbrio que o revestimento atinge e, consequentemente, com o diâmetro da curvatura da fibra ótica e com a potência do sinal ótico propagado (PERCIVAL et al., 2000, BIGOT-ASTRUC et al., 2006, GLAESEMANN et al., 2006).

Recentemente, as fibras que apresentam uma reduzida atenuação quando curvadas (*bend-Insensitive Fibers*) foram estudadas nestas condições, tendo-se observado uma diminuição efetiva do aquecimento do revestimento (BIGOT-ASTRUC et al., 2008, TAKENAGA et al., 2008b). Nos últimos anos, estas fibras óticas otimizadas têm sido introduzidas no mercado. Também foi proposta a otimização do revestimento de proteção da fibra ótica, reduzindo o seu índice de refração para valores inferiores ao valor a sílica, de forma a prevenir e minimizar o aquecimento deste revestimento na zona das curvaturas. (DAVIS et al., 2005, GLAESEMANN et al., 2006).

Introdução

1.2.2. Efeito rastilho

Outro dos principais problemas resultante da propagação de sinais de elevada potência é a ocorrência do efeito rastilho nas fibras óticas. Este fenómeno, foi observado pela primeira vez em 1987 (KASHYAP, 1987, KASHYAP et al., 1988) numa fibra monomodo padrão onde se propagava um sinal ótico com uma intensidade superior a 5 MWcm^{-2} e com comprimento de onda de 1064 nm. O efeito rastilho foi iniciado num ponto da fibra com um elevado valor de temperatura, propagando-se de seguida, em direção à fonte ótica com uma velocidade de $\sim 1 \text{ ms}^{-1}$, e emitindo um sinal ótico na região espectral do visível. Assim, a propagação desta zona de elevada temperatura é semelhante à queima de um rastilho, o que motivou a designação de efeito rastilho. As características do sinal ótico emitido sugerem a formação de plasma nessa zona, conhecida como zona de fusão (HAND et al., 1988a, KASHYAP et al., 1988). Depois da propagação do efeito rastilho a fibra ótica apresentava uma cadeia periódica de bolhas no núcleo, e encontrava-se permanentemente destruída, sendo incapaz de guiar um sinal ótico.

Nos anos que se seguiram a estes estudos iniciais, foram propostas algumas hipóteses para explicar este fenómeno. A primeira explicação relacionava o efeito rastilho com os processos de auto focagem e de difusão térmica (KASHYAP et al., 1988), porém alguns autores afirmam que este processo de autofocagem não ocorre em fibras óticas monomodo (SHUTO et al., 2003). Mais tarde, *Hand e Russel* identificaram a zona de fusão como uma onda solitária de choque térmico (HAND et al., 1988a, HAND et al., 1988b), que se propaga com uma velocidade determinada pelo mecanismo de difusão térmica e pela elevada absorção do sinal ótico. Neste modelo, a absorção ótica elevada, dependia da temperatura e estava relacionada com a criação de defeitos de germânio (Ge) no núcleo da fibra. No entanto, resultados experimentais posteriores indicam que o germânio não é fundamental para a ignição e propagação do efeito rastilho (DAVIS et al., 1997). *Discroll et al*, explicam a alta temperatura da zona de fusão através da reação química exotérmica responsável pela criação de defeitos de germânio, excluindo a absorção ótica da fibra (DRISCOLL et al., 1991). Para comprovar esta hipótese, submeteram fibras de sílica com núcleo dopado com germânio a uma temperatura de 1000 °C, e obtiveram o mesmo tipo de padrão de bolhas sem utilizar um sinal ótico. Contudo este resultado não foi reproduzido por nenhum outro grupo de investigação, além disso, o efeito rastilho também ocorre em fibras com núcleos dopados com outros elementos ou mesmo em fibras de núcleo de sílica pura, como já foi referido anteriormente (DAVIS et al., 1997). Apesar de nenhuma destas hipóteses explicar todas as observações, todas elas relacionam o efeito rastilho com efeitos térmicos.

Como foi referido na secção anterior, no período destas primeiras observações este fenómeno era visto mais como curiosidade do que como uma ameaça real a ter em consideração nas redes óticas. O que se devia ao facto de a potência ótica propagada nas redes ser significativamente inferior aos valores de potência utilizados nos ensaios, o que explica o reduzido número de publicações neste tópico nos anos que se seguiram.

Nos últimos anos, o interesse pelo efeito rastilho aumentou e os modelos teóricos que o descrevem tem sido aperfeiçoados e complementados. Hoje em dia, a explicação geral mais consensual relaciona a ignição deste efeito com o aumento da absorção ótica da fibra num ponto que apresenta um elevado valor de temperatura. Por sua vez, o aumento da absorção do sinal ótico é responsável pelo aumento catastrófico da temperatura no núcleo da fibra, atingindo valores superiores à temperatura de vaporização da sílica. Através do mecanismo de difusão térmica esta zona de temperatura elevada transmite-se às regiões vizinhas e o processo evolui na direção da fonte ótica. Deste modo, o efeito rastilho está relacionado com o aumento da absorção da fibra ótica e com o processo de difusão térmica (DAVIS et al., 1997, SHUTO et al., 2003, BUFETOV et al., 2005, YAKOVLENKO, 2006).

Apesar do efeito rastilho ter sido sempre associado a efeitos térmicos, e de existir a indicação que a temperatura na zona de fusão atinge valores superiores à temperatura de vaporização da sílica, cerca de 3000 K (SHUTO et al., 2004c), ainda não existem dados precisos sobre o valor exato de temperatura nesta zona do núcleo da fibra, pois alguns dos trabalhos publicados são contraditórios. *Hand e Russel* e mais tarde *Todoroki* registaram o espectro do sinal ótico emitido na zona de fusão e verificaram que este não corresponde ao espectro de emissão do corpo negro (HAND et al., 1988a, TODOROKI, 2005a). Porém, *Hand e Russel* através da aproximação ao espectro de emissão do corpo negro estimaram a temperatura da zona de fusão em ~5400 K (HAND et al., 1988a). *Dianov et al* demonstraram experimentalmente que o espectro de emissão da zona de fusão é comparável ao da radiação do corpo negro, e que a temperatura do núcleo da fibra nesta zona aumenta continuamente com a intensidade do sinal ótico propagado, atingindo 10^4 K para uma intensidade de 300 MWcm^{-2} (DIANOV et al., 2006).

A velocidade de propagação da zona de fusão foi medida experimentalmente para diversos tipos de fibra. Os resultados demonstram que o valor da velocidade aumenta com a potência ótica do sinal propagado (DAVIS et al., 1997, TODOROKI, 2005c), atingindo 10 ms^{-1} para uma fibra monomodo com uma intensidade ótica de 300 MWcm^{-2} (DIANOV et al., 2006).

É de realçar que só ocorre a ignição e propagação do efeito rastilho se a potência do sinal ótico na fibra for mantida acima de um valor limiar. Alguns trabalhos indicam que esse limiar é proporcional ao diâmetro do campo modal da fibra (MFD – *Mode Field Diameter*) e dependente do comprimento de onda do sinal ótico (SEO et al., 2003, TAKENAGA et al., 2008a). Contudo, se esse valor de limiar fosse unicamente proporcional ao MFD, a intensidade ótica de limiar seria constante para um determinado comprimento de onda, no entanto, este valor foi medido para vários tipos de fibra ótica e os resultados indicam que depende do tipo de fibra e situa-se entre $1\text{-}5 \text{ MWcm}^{-2}$ (DAVIS et al., 1997, SEO et al., 2003). Mais ainda, os primeiros ensaios realizados em fibras óticas microestruturas indicaram que a intensidade de limiar para a ignição e propagação deste efeito rastilho é aproximadamente de 10 vezes superior neste tipo de fibras (DIANOV et al., 2004) quando comparado com as fibras óticas convencionais.

Introdução

A propagação de sinais com potência ótica superior ao limiar necessário para a ignição e propagação do efeito rastilho não é suficiente para o desencadear, sendo também necessário um ponto de ignição caracterizado por ter um valor de temperatura elevado. Usualmente, este ponto de ignição ocorre em conectores contaminados e/ou degradados ou em fibras óticas sujeitas a curvaturas apertadas. Como foi descrito na secção anterior, em fibras óticas sujeitas a curvaturas apertadas ocorre uma atenuação adicional do sinal ótico, o que associado a sinais de elevadas potência gera um aquecimento localizado considerável (PERCIVAL et al., 2000, SEO et al., 2003). Os conectores óticos podem ser facilmente contaminados com pó ou partículas orgânicas usuais nos ambientes de instalação de redes óticas, ou fisicamente danificados pelo ato de ligar/desligar. Nestes conectores, contaminados e/ou degradados, também ocorre uma atenuação adicional, que pode ser considerável e que quando associada a sinais de elevadas potências também gera um aquecimento localizado (YANAGI et al., 2002, DOMINGUES et al., 2011). Este mecanismo de ignição do efeito rastilho em conectores foi estudado teoricamente e relacionado com a absorção do sinal ótico pelas partículas presentes na extremidade do conector (SHUTO et al., 2004b). Nos ensaios experimentais, o efeito rastilho pode ser iniciado colocando a extremidade da fibra ótica em contacto com um material de elevada absorção ótica ou aquecendo um ponto da fibra com uma fonte externa.

Várias hipóteses têm sido propostas para explicar a cadeia de bolhas que se forma no núcleo da fibra ótica durante a propagação do efeito rastilho, mas ainda nenhuma foi inequivocamente provada. *Hand e Russel* sugeriram que a formação da cadeia de bolhas se deve a lentes térmicas que se formam para elevadas temperaturas (HAND et al., 1988a), porém alguns autores afirmam que as lentes térmicas não se formam em fibras óticas monomodo (SHUTO et al., 2003). *Aktins et al* relacionaram a formação da cadeia periódica de bolhas com a instabilidade hidrodinâmica, conhecida como instabilidade de Rayleigh, que resulta de efeitos capilares causados pela sílica fundida que envolve o núcleo vaporizado (ATKINS et al., 2003). *Todoriko* estudou exaustivamente a dinâmica da propagação do efeito rastilho e formação da cadeia de bolhas, e concluiu que a cauda da primeira grande bolha encolhe para formar bolhas de tamanho regular, o que resulta do balanço entre a pressão interna da zona de fusão e o aumento da viscosidade da sílica envolvente à medida que arrefece (TODOROKI, 2005a, TODOROKI, 2005b, 2005c). *Todoroki* também demonstrou experimentalmente, que quando a potência do sinal ótico está próximo do valor de limiar necessário para desencadear o efeito rastilho, a cadeia de bolhas formada não é periódica e a propagação do efeito rastilho pode auto extinguir-se (TODOROKI, 2005d). Por último, *Yakovlenko* propôs um modelo teórico que relaciona a formação desta cadeia de bolhas com a instabilidade na interface líquido/plasmas formados na zona de fusão, esta instabilidade surge devido a forças eletromagnéticas que surgem durante a vaporização do núcleo da fibra (YAKOVLENKO, 2006). O conteúdo destas bolhas ainda não foi analisado mas acredita-se que contêm oxigénio (KASHYAP et al., 1988).

Vários autores implementaram modelos numéricos para descrever o efeito rastilho, estes modelos simulam o fluxo de calor na fibra ótica responsável pela propagação do efeito rastilho utilizando o método dos elementos finitos (KASHYAP et al., 1997) ou o método das diferenças finitas (SHUTO et al., 2003, 2004c), e consideram que o aumento da absorção ótica no núcleo da fibra desempenha um papel fundamental na ignição e propagação deste fenômeno. Foi observado que a absorção ótica da fibra depende da temperatura e aumenta rapidamente para temperaturas superiores a ~ 1273 K, atingindo valores muito elevados ($\sim 10^4$ m⁻¹) para temperaturas acima de ~ 2273 K (HAND et al., 1988b, KASHYAP et al., 1997). *Kashyap et al* assumem que a absorção aumenta abruptamente de quase zero até um valor elevado, quando a fibra atinge uma temperatura de 2373 K, obtendo uma boa concordância entre os valores experimentais e os valores numéricos para a velocidade de propagação do efeito rastilho com sinais óticos com comprimentos de onda de 514 nm e 1064 nm e prevendo que o núcleo da fibra atinge uma temperatura de 10^4 K (KASHYAP et al., 1997). *Hand e Russel* sugerem que o aumento da absorção ótica está relacionado com os defeitos de germânio que se formam na fibra quando a temperatura sobe e descrevem a dependência da absorção com a temperatura através de uma lei de Arrhenius (HAND et al., 1988a). *Shuto et al* também propõe um modelo baseado na formação de defeitos de germânio, mas neste caso de forma indireta, a formação deste defeitos aumentam o número de elétrons livres e consequentemente aumentam a condutividade elétrica, que por sua vez leva ao aumento da absorção ótica (SHUTO et al., 2004a). Segundo estes autores, este mecanismo explica os valores obtidos para a absorção ótica por *Kashyap et al* (KASHYAP et al., 1997). Além disso, *Shuto et al* relacionam o comportamento da absorção ótica com a formação de SiO produzido pela decomposição térmica da sílica a altas temperaturas (SHUTO et al., 2004a), e afirmam que para temperaturas mais baixas o mecanismo principal para a absorção seja a formação dos defeitos de germânio, para temperaturas mais altas a formação de SiO é mais relevante. Neste modelo, a absorção atinge valores de 10^4 m⁻¹ para uma temperatura de 2293 K. *Shuto et al* utilizaram este modelos para simular numericamente a ignição e propagação do efeito rastilho e obtiveram uma considerável concordância entre os valores experimentais e os valores numéricos para a velocidade de propagação. No entanto, segundo estes resultados, o núcleo da fibra atinge uma temperatura de 10^6 K, valor muito superior à temperatura da zona de fusão medida por *Dianov et al* (SHUTO et al., 2003, 2004c, DIANOV et al., 2006). Mais tarde, *Shuto* propôs um modelo que relaciona os elevados valores do coeficiente de absorção para temperaturas elevadas com a formação de plasma na zona de fusão (SHUTO, 2010).

Mais recentemente, alguns autores observaram o efeito rastilho em fibras especiais, tais como fibras microestruturadas (DIANOV et al., 2004, TAKARA et al., 2009, HANZAWA et al., 2010, HA et al., 2011), fibras que mantêm a polarização do sinal (LEE et al., 2006) e fibras insensíveis a curvaturas (TAKENAGA et al., 2008a).

Introdução

Outro tópico em considerável desenvolvimento é a detecção e inibição do efeito rastilho com o objetivo de proteger as redes óticas. Uma primeira solução foi proposta em 1989, *Hand e Birks* demonstraram que a zona de fusão, induzida com um sinal ótico de 450 nm, extingue-se numa microfibra ótica introduzida na fibra de teste, deixando intacta a restante fibra (HAND et al., 1989). Recentemente, *Abedin et al* demonstraram a possibilidade de detetar a propagação do efeito rastilho através da observação e análise do espectro elétrico do sinal ótico refletido na zona de fusão (ABEDIN et al., 2009a, ABEDIN et al., 2009b). Este autor também propõe a utilização de um refletómetro ótico no domínio de tempo (*Optical Time Domain Reflectometer* – OTDR) para detetar remotamente a propagação do efeito rastilho (ABEDIN et al., 2010).

1.3. Estrutura da tese

Esta tese está organizada em 6 capítulos. Neste primeiro capítulo apresenta-se o contexto em que se insere o presente trabalho e os seus principais objetivos. É realizada de forma sucinta a revisão da literatura sobre os principais mecanismos responsáveis pela degradação de fibras óticas sob o efeito de potências elevadas, nomeadamente, degradação de fibras óticas curvadas e o efeito rastilho. Por fim, descreve-se a estrutura deste trabalho e apresenta-se as suas principais contribuições.

No segundo capítulo caracteriza-se experimentalmente a degradação de fibras óticas sujeitas a curvaturas apertadas, desenvolvendo-se um sistema experimental que permitiu medir o aquecimento do revestimento da fibra ótica. Este aumento de temperatura é medido para fibras enroladas em cilindros, sujeitas a meia curvatura e sujeitas a curvatura completa. A partir dos resultados obtidos, é desenvolvido um modelo empírico que descreve o aquecimento do revestimento da fibra ótica.

No terceiro capítulo é apresentada a caracterização experimental do efeito rastilho. A potência ótica limiar e a velocidade de propagação são determinadas para três tipos de fibra ótica utilizadas frequentemente nas redes óticas atuais. A cadeia de bolhas formada no núcleo da fibra durante a propagação do efeito rastilho é também analisada e a temperatura da zona de fusão é estimada.

No quarto capítulo, é desenvolvido um modelo teórico, que permite a simulação do efeito rastilho em diferentes tipos de fibra, utilizando uma representação unidimensional no espaço, que permite reduzir o tempo de simulação. Desenvolve-se também um modelo numérico simplificado baseado em soluções propagantes que permite facilmente propor e testar explicações para a propagação do efeito rastilho.

No quinto capítulo são desenvolvidas e implementadas varias técnicas para detetar e mitigar o efeito rastilho. Para detetar este fenómeno, desenvolvem-se duas configurações baseadas em sensores de redes de Bragg em fibra ótica (FBG - *Fiber Bragg Gratings*) e

testa-se a utilização da monitorização do espectro do sinal refletido. Para deter a propagação do efeito rastilho, propõe-se um dispositivo utilizando microfibras óticas.

Finalmente, no sexto capítulo apresenta-se as principais conclusões do trabalho realizado e sugere-se algumas ideias para investigações futuras.

1.4. Principais resultados

Na opinião da autora, os principais resultados do trabalho apresentado nesta tese podem resumir-se da seguinte forma:

- Estudo e caracterização térmica do revestimento de fibras óticas sujeitas a curvaturas de diâmetro reduzido e a sinais óticos de elevada potência. Tendo-se otimizado o método experimental para determinar a temperatura na fibra curvada (ROCHA et al., 2009b).
- Desenvolvimento de um modelo empírico para o aumento de temperatura no revestimento de fibras óticas sujeitas a curvaturas de diâmetro reduzido e a sinais óticos de elevada potência. O modelo desenvolvido permitiu colmatar as falhas, apresentadas pelos modelos existentes, em descrever o aumento de temperatura para valores de potência ótica mais elevados (ANDRÉ et al., 2010b).
- Caracterização da propagação do efeito rastilho, nomeadamente, valor de limiar da intensidade ótica necessária para a sua ignição e propagação, velocidade de propagação e intervalo entre as bolhas da cadeia periódica formada no núcleo da fibra. Este estudo foi realizado para três diferentes tipos de fibra ótica utilizados frequentemente nas redes óticas, nomeadamente para as fibra SMF, DSF, NZDSF (ANDRÉ et al., 2010a, ROCHA et al., 2011a).
- Desenvolvimento de um método experimental, baseado em sensores de Bragg, para determinar a velocidade de propagação da zona de fusão (ANDRÉ et al., 2010a).
- Desenvolvimento de um modelo teórico que descreve a ignição e propagação do efeito rastilho. Este modelo é baseado na equação de difusão do calor com uma representação unidimensional espacial que permite simular o efeito rastilho em diferentes tipos de fibra. O modelo desenvolvido permite reduzir o tempo simulação e reproduz os resultados experimentais de forma mais exata em relação aos modelos anteriormente propostos (ROCHA et al., 2009a, ROCHA et al., 2010c).
- Desenvolvimento de um modelo numérico simplificado para descrever a propagação do efeito rastilho, este modelo é baseado em soluções propagantes e permite propor e testar explicações para a propagação do efeito rastilho

Introdução

reduzindo consideravelmente o tempo de simulação e complementando o modelo integral (FACÃO et al., 2011).

- Estudo e implementação de soluções para a detecção e mitigação do efeito rastilho, permitindo gerar sinais de alarme e a desativação das fontes óticas e assim minimizando os danos provocados na rede ótica. Com o aumento da potência ótica propagada nas fibras, estas soluções assumem uma elevada importância na proteção das redes óticas atuais. Os principais métodos de mitigação do efeito rastilho estudados nesta tese são os seguintes:
 - Configurações baseadas em sensores de redes de Bragg em fibra ótica que permitem a detecção remota da propagação do efeito rastilho. As várias vantagens destas configurações conferem-lhe potencial de aplicação em redes de telecomunicações óticas (ROCHA et al., 2010a, 2010b). Este método para a detecção do efeito rastilho resultou numa patente nacional e internacional (ANDRÉ et al., 2009a, 2009b).
 - Estudo de um método simples para detetar remotamente o efeito rastilho através da observação do espectro ótico refletido na rede ótica. Este método oferece a possibilidade de implementação simples numa rede ótica sem interferir com a sua infraestrutura (ROCHA et al., 2011a).
 - Desenvolvimento e implementação de um dispositivo ótico passivo que extingue a propagação do efeito rastilho. Este dispositivo pode ser introduzido na infraestrutura da rede ótica funcionando como uma importante proteção para os dispendiosos componentes ativos da rede (ROCHA et al., 2011b).

Deste trabalho resultaram três artigos publicados e um submetido em revistas científicas internacionais com arbitragem, um artigo publicado em revista nacional, catorze artigos em atas de conferências científicas, dois capítulos de livros e uma patente nacional e internacional. A lista completa destas publicações é apresentada no anexo B.

capítulo 2

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

A propagação de sinais óticos com elevada potência é responsável pela degradação das fibras óticas, quando estas estão sujeitas a curvaturas com diâmetros reduzidos. Esta degradação resulta do aumento da temperatura da camada de revestimento externo da fibra, que está relacionado com a absorção do sinal ótico perdido na região da curvatura. A degradação desta camada de revestimento da fibra ótica leva à redução do tempo de vida útil da fibra e pode provocar a ignição do efeito rastilho.

Neste capítulo, apresenta-se a caracterização da degradação de fibras óticas sujeitas a curvaturas. Inicia-se com uma breve descrição da fibra ótica e dos mecanismos que levam à perda do sinal ótico na região da curvatura. Na segunda secção, apresenta-se a caracterização experimental do aquecimento da fibra ótica curvada. O sistema experimental implementado para medir o aumento da temperatura no revestimento da fibra e a atenuação do sinal ótico foi sendo melhorado, apresentando-se aqui a sua evolução. Por último, apresenta-se um modelo teórico desenvolvido para descrever o aumento de temperatura da camada de revestimento da fibra em função do diâmetro da curvatura e da potência ótica do sinal propagado.

2.1. Fibra ótica

A fibra ótica é a base dos sistemas de comunicações óticas, funcionando como canal de transmissão, em que os sinais óticos se propagam confinados essencialmente no seu núcleo.

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

Na sua forma mais simples, a fibra ótica é um cilindro de vidro formado por uma região central, que se designa por núcleo, envolvida por uma camada com índice de refração ligeiramente inferior, que se designa por bainha. Estas fibras são conhecidas como fibras de índice em degrau, devido à alteração abrupta do índice de refração entre a região do núcleo e da bainha. Quando o índice de refração diminui gradualmente do centro do núcleo até à bainha as fibras são designadas como fibras de índice gradual. Estes finos cilindros de vidro são muito frágeis e pouco flexíveis, por conseguinte, as fibras óticas são revestidas com um material polimérico que lhes confere resistência adicional e protege das irregularidades ou rugosidades das superfícies adjacentes (KEISER, 2000). A figura 2.1 apresenta um esquema do corte transversal e longitudinal de uma fibra de índice de degrau.

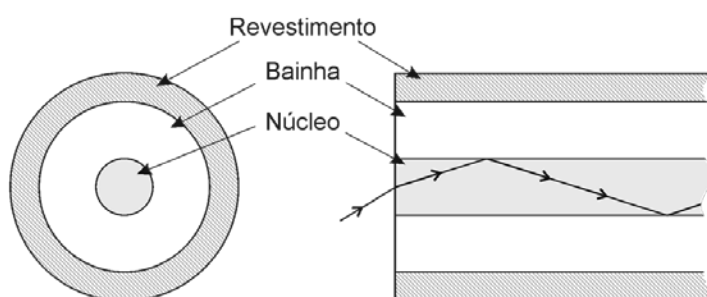


Figura 2.1. Corte transversal (esquerda) e longitudinal (direita) da fibra ótica de índice de degrau e representação esquemática da transmissão do sinal ótico por reflexão interna total.

As fibras óticas, atualmente utilizadas nos sistemas de telecomunicações são fabricadas com sílica pura. O contraste dos valores do índice de refração entre o núcleo e a bainha é conseguido através da utilização seletiva de dopantes, como o germânio (Ge) que aumenta o valor do índice de refração da sílica sendo, por isso, utilizado no núcleo. Sendo que, dopantes que diminuem o valor do índice de refração podem também ser utilizados na bainha. Os diferentes tipos de fibra, como as fibras de dispersão deslocada (DSF - *Dispersion Shift Fiber*) ou as fibras para a compensação de dispersão cromática (DCF - *Dispersion Compensating Fiber*), são produzidas através da alteração da dopagem e do perfil do índice de refração. Podem ser utilizados outros dopantes para aplicações específicas, como por exemplo, fibras óticas dopadas com érbio que são utilizadas em amplificadores óticos (EDFAs) ou as fibras fotossensíveis, dopadas com boro ou com uma elevada concentração de germânio para aumentar a fotossensibilidade do seu núcleo, o que permite facilmente a alteração do índice de refração do núcleo através da exposição à radiação ultravioleta. Existem alguns tipos de fibra com uma estrutura mais complexa, como por exemplo, as fibras microestruturadas, que consistem numa estrutura de sílica com vários orifícios tubulares cheios de ar.

A propagação do sinal ótico ao longo da fibra pode ser realizada através de diferentes modos óticos. Cada modo de propagação refere-se à distribuição espacial transversal do campo eletromagnético a que está associada uma constante de propagação diferente. Os

modos são classificados em modos guiados, pelos quais o sinal ótico se propaga na fibra, e modos não guiados, que podem ser de fuga ou de radiação (KEISER, 2000, AGRAWAL, 2007). O número de modos guiados suportados numa fibra ótica é determinado pelo parâmetro normalizado da fibra, *número V*. As fibras de índice em degrau com um valor do parâmetro *V* inferior a 2.4048 suportam um único modo guiado, o modo fundamental (FERREIRA, 2003). Estas fibras, denominadas de fibras monomodo, possuem uma importância elevada no contexto das comunicações óticas. De modo a satisfazer a condição de propagação monomodo, o valor do diâmetro do núcleo das fibras deve ser comparável ao comprimento de onda. Assim, uma fibra monomodo padrão (SMF - *Single Mode Fiber*), têm tipicamente um diâmetro de 125 μm com um núcleo que pode variar entre 8 a 10 μm de diâmetro, ficando com um diâmetro de 250 μm se contarmos com o revestimento.

Na figura 2.1 é apresentada uma ilustração esquemática do confinamento do sinal ótico no núcleo da fibra por reflexão interna total baseada na ótica geométrica, contudo esta aproximação não é válida para as fibras monomodo. Para descrever corretamente a propagação do sinal ótico nestas fibras é necessário recorrer à teoria da ótica ondulatória. Considera-se então, que o campo eletromagnético se propaga principalmente no núcleo da fibra, mas é evanescente na região da bainha, onde tende rapidamente para zero com o raio, assim, apenas uma pequena fração deste campo é propagada na bainha (figura 2.2). A distribuição de campo do modo fundamental é aproximada a uma função gaussiana, sendo o diâmetro do campo modal (MFD) na fibra definido como a largura do perfil de intensidade do campo ótico a $1/e^2$ do seu valor máximo. O MFD depende do diâmetro físico do núcleo, do contraste do índice de refração do núcleo e da bainha aumentando com o comprimento de onda do sinal ótico.

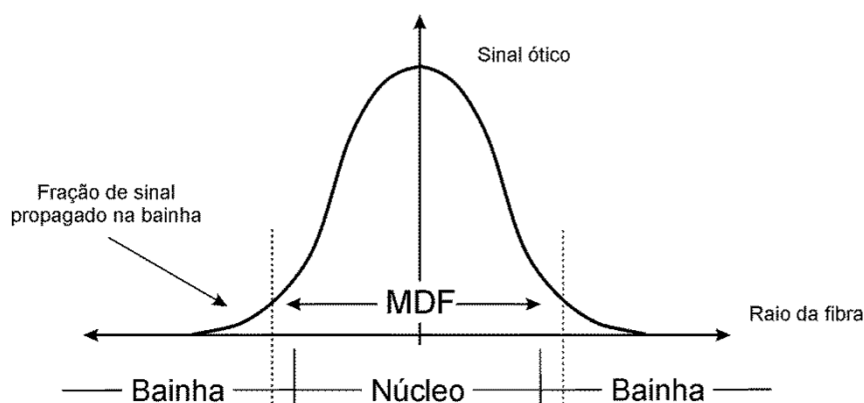


Figura 2.2. Esquema ilustrativo do perfil do campo modal fundamental na fibra ótica.

As fibras óticas apresentam uma atenuação que, embora seja reduzida, não pode ser ignorada num sistema de comunicações óticas, pois é um fator determinante para estabelecer a distância de transmissão máxima e definir a utilização de amplificadores e

regeneradores optoelectrónicos. A perda de potência do sinal ótico durante a propagação está de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha_l P \quad (2.1)$$

onde α_l representa o coeficiente de atenuação e P a potência do sinal ótico. A atenuação depende do comprimento de onda do sinal, portanto a região espectral de transmissão é escolhido nos pontos correspondentes aos mínimos locais de atenuação da sílica. Atualmente a região espectral mais utilizada centra-se no comprimento de onda de 1550 nm onde as fibras apresentam uma atenuação mínima de ~0.2 dB/km (AGRAWAL, 2007).

Os principais mecanismos que contribuem para a atenuação ótica são o espalhamento de Rayleigh, que diminui com o comprimento de onda e a absorção intrínseca do material, que aumenta com a densidade de impurezas. Além desta atenuação intrínseca à fibra ótica, vários fatores podem contribuir para perdas de potência adicionais, entre estes fatores encontra-se a atenuação associada a curvaturas das fibras óticas.

2.1.1. Atenuação associada à curvatura da fibra ótica

Em fibras óticas sujeitas a curvaturas a atenuação do sinal ótico aumenta drasticamente. Estas curvaturas são usualmente designadas por macrocurvaturas quando o seu raio é elevado comparativamente ao diâmetro da fibra ótica ou por microcurvaturas, quando são pequenas deformações locais na fibra induzidas por uma pressão transversal, que pode ocorrer durante o processo de produção dos cabos óticos. Neste estudo considerou-se apenas as macrocurvaturas que serão designadas por curvaturas.

A atenuação na zona da curvatura pode ser explicada, qualitativamente, através da distribuição do campo modal. Nesta zona, a parte exterior deste campo, que se propaga no lado oposto ao centro da curvatura, percorre uma distância maior e, conseqüentemente, a sua velocidade de propagação deve ser maior para acompanhar o campo propagado no núcleo (figura 2.3). A uma certa distância crítica do centro da fibra, esta velocidade de propagação deverá ser maior que a velocidade da luz permitida na bainha e assim, parte da energia ótica é perdida por radiação (modos não guiados) (KEISER, 2000).

A atenuação na zona da curvatura depende do raio e do confinamento do sinal ótico no núcleo da fibra, ou seja do MFD, que por sua vez depende do comprimento de onda do sinal ótico. Muitos modelos têm sido desenvolvidos para descrever o mecanismo de perda da energia ótica resultante da curvatura da fibra. *Marcuse* propôs uma expressão simples que descreve a atenuação induzida na zona da curvatura, e previu um aumento exponencial da atenuação com a diminuição do diâmetro da curvatura (MARCUSE, 1976).

Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura

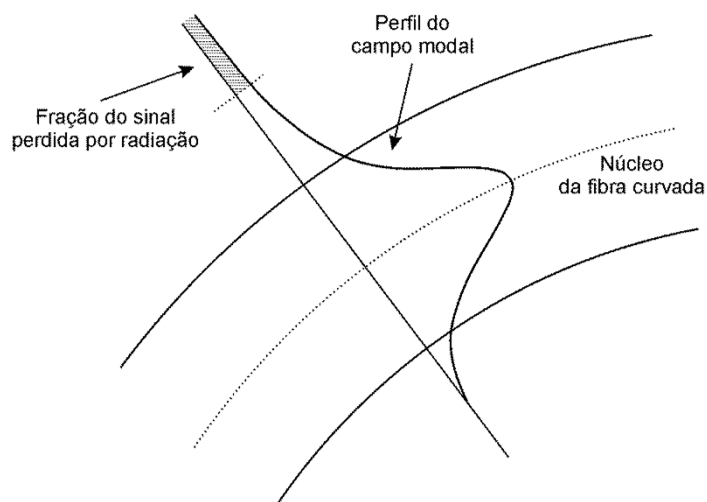


Figura 2.3. Esquema ilustrativo da distribuição do campo modal numa fibra monomodo curvada.

Nos últimos anos, esta atenuação induzida na zona das curvaturas ganhou importância, principalmente devido à disseminação dos sistemas FTTH. Nestes sistemas as fibra são instaladas em espaços com dimensões reduzidas e podem ser acidentalmente dobradas ou curvadas com diâmetros muito pequenos. Por este motivo, os fabricantes de fibras óticas têm introduzido no mercado novos tipos de fibras, com atenuação reduzida quando curvadas (*bend-Insensitive Fibers* G.657).

2.2. Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura

Como já foi referido, a atenuação induzida nas curvaturas da fibra ótica conjugada com a propagação de sinais de elevada potência leva ao aumento da temperatura do revestimento da fibra ótica.

De forma a compreender o mecanismo que leva ao aquecimento das fibras óticas curvadas, realizaram-se vários ensaios experimentais com o objetivo de determinar o incremento de temperatura na zona da curvatura e a sua relação com a potência do sinal ótico e com o diâmetro da curvatura. Em todos os ensaios realizados foi utilizada a fibra SMF28 (G652.D) fabricada pela Corning®, a qual possui um camada de revestimento externo polimérico. Atualmente, este é o tipo de fibra mais utilizado nos sistemas de comunicações óticos.

2.2.1. Aquecimento em fibras enroladas em cilindros

Inicialmente analisou-se o aumento da temperatura em troços de fibra ótica enrolada em cilindros com diâmetros predefinidos (figura 2.4.). Esta técnica é frequentemente utilizada para medir a atenuação associada às curvaturas.

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

A montagem experimental utilizada está representada na figura 2.4, e consiste num troço de fibra com 1 m de comprimento enrolada em cilindros de Teflon®, com diâmetros de 15, 12, 10, e 8 mm. O sinal ótico, de elevada potência injetado na fibra é gerado com um laser, Tunic Photonics, que emite no comprimento de onda de 1550 nm, e amplificado com um EDFA, IPG Photonics, modelo EAD-2k-C. A potência do sinal ótico foi registada após o cilindro utilizando um medidor de potência ótica (PM – *Power Meter*), Newport modelo 1830C. Para medir a temperatura do revestimento da fibra ótica utilizou-se uma câmara térmica de infravermelho (IR – *Infrared*), ThermalCam™, modelo Flir i50. De modo a otimizar a resolução espacial, a câmara foi colocada a uma distância de 12 cm do cilindro, que corresponde à distância focal mínima da câmara.

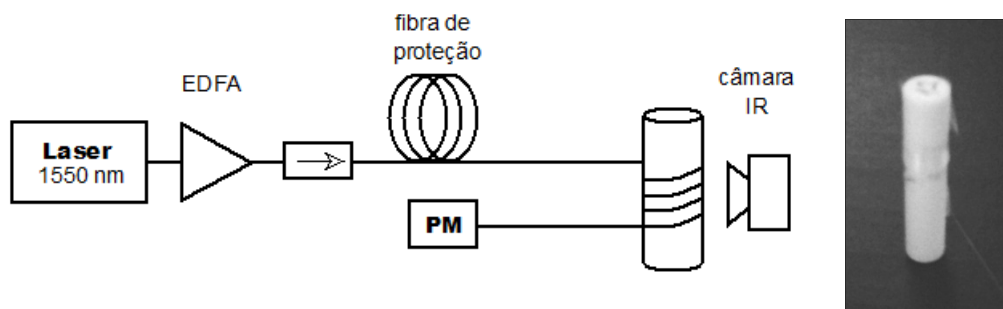


Figura 2.4 Esquema da montagem experimental utilizada para medir a temperatura e atenuação da fibra ótica enrolada em cilindros (esquerda), fotografia de um cilindro de Teflon® com a fibra ótica enrolada (direita).

Para proteger a fonte ótica, utilizou-se um isolador ótico e um troço com aproximadamente 20 m de fibra SMF colocado antes da fibra curvada. Em todos os ensaios realizados o valor de potência ótica considerada é medida à saída desse troço de fibra ótica de proteção.

A fibra foi exposta a quatro sinais óticos com diferentes potências, 0.5, 1.0, 1.5, e 2.0 W, durante 5 minutos, registando-se imagens térmicas da zona do enrolamento da fibra em intervalos de 1 minuto. Estes ensaios foram realizados numa câmara escura, com uma temperatura ambiente de 23 °C. Em todos os ensaios foi considerado o valor máximo de temperatura da imagem térmica obtida.

A atenuação associada, α_{bend} , ao enrolamento da fibra também foi avaliada, sendo determinada através da seguinte expressão:

$$\alpha_{\text{bend}} = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{bend}}} \right) \quad (2.2)$$

onde P_{ref} representa a potência do sinal ótico de saída com fibra sem curvatura e P_{bend} representa a potência ótica do sinal de saída com fibra curvada. Só foi possível obter dados de atenuação com o cilindro de diâmetro de 15 mm, pois com os outros cilindros a atenuação é muito elevado e a potência do sinal de saída é inferior ao limite da gama

dinâmica do medidor de potência ótica. Obteve-se uma atenuação média de 42.7 ± 0.5 dB/m para a fibra enrolada no cilindro com 15 mm de diâmetro.

A figura 2.5 apresenta imagens térmicas obtidas com a câmara de infravermelhos, onde se observa o aquecimento na fibra ótica enrolada no cilindro. Contudo, estas imagens mostram que o aquecimento ocorre no início do enrolamento (lado em que o sinal é injetado), onde a potência do sinal ainda é elevada. No restante enrolamento o aquecimento da fibra deixa de ser significativo pois o sinal ótico já tem uma potência mais reduzida. Estas imagens, também sugerem que existe transferência de calor para a restante fibra enrolada assim como para o cilindro.

A figura 2.6 apresenta a evolução temporal da temperatura máxima do revestimento da fibra ótica enrolada no cilindro de 15 mm. Neste gráfico verifica-se que após 1 minuto de exposição ao sinal ótico a temperatura do revestimento já aumentou consideravelmente. Também se verifica que esta temperatura aumenta com a potência do sinal injetado.

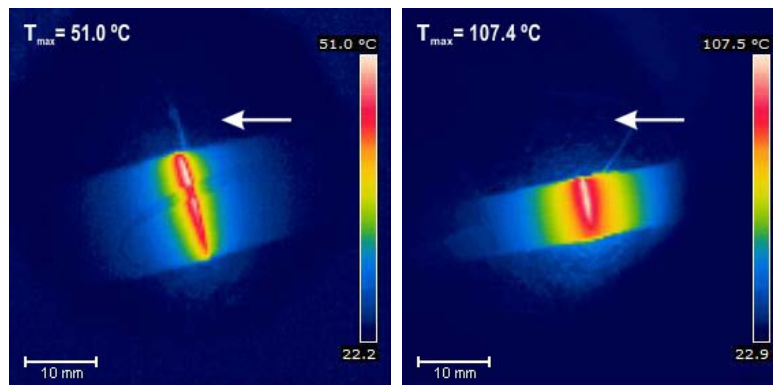


Figura 2.5. Imagens térmicas da fibra ótica exposta a um sinal ótico de 1.5 W, enrolada em cilindros com 15 mm (esquerda) e 8 mm (direita) de diâmetro. As setas representam o sentido de propagação do sinal ótico.

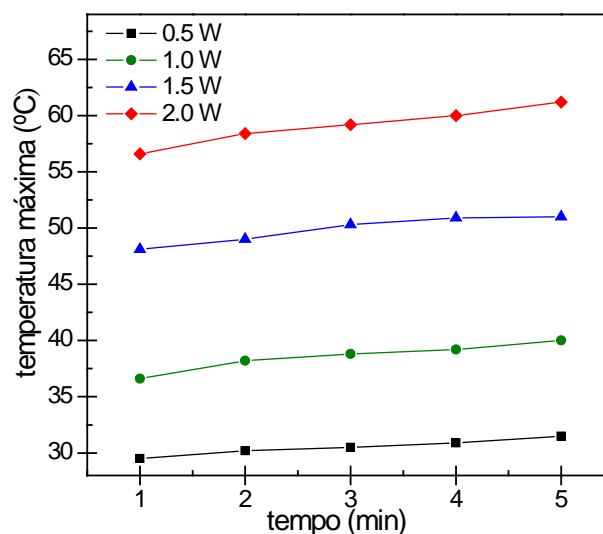


Figura 2.6. Temperatura máxima da fibra ótica na região do enrolamento no cilindro de 15 mm de diâmetro em função do tempo de exposição, para os vários valores de potência do sinal ótico propagado.

O aumento da temperatura do revestimento em função do diâmetro do cilindro é apresentado na figura 2.7. Pela análise destes dados, verifica-se que o aquecimento da fibra não aumenta estritamente com a diminuição do diâmetro do cilindro como seria de esperar (LOGUNOV et al., 2003, BIGOT-ASTRUC et al., 2006).

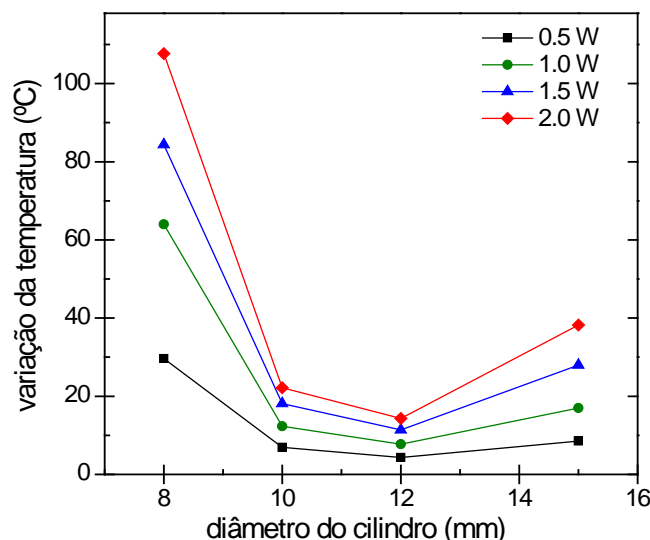


Figura 2.7. Variação de temperatura na fibra ótica ao fim de 5 min de exposição em função do diâmetro dos cilindros para vários valores de potência do sinal ótica propagado.

A avaliação da temperatura da fibra nos cilindros é influenciada pela posição do cilindro, uma vez que a fibra atinge a temperatura mais elevada na zona inicial do enrolamento, sendo complicado posicionar o cilindro de modo a garantir que esta zona fica visível para a câmara de infravermelhos. Além disso, para fixar a fibra aos cilindros utilizou-se uma cola de acrílate que, como têm um índice de emissividade diferente da fibra, influencia a determinação da temperatura nesta zona inicial. A difusão de calor existente também condiciona o aquecimento do revestimento da fibra ótica. Todos estes problemas podem explicar os resultados apresentados na figura 2.7.

2.2.2. Aquecimento em meia curvatura

Para resolver os problemas descritos na secção anterior, implementou-se uma montagem experimental que permite medir a temperatura da fibra ótica sujeita a uma única curvatura de 180° (meia curvatura), de acordo com a figura 2.8, reduzindo-se assim o contacto físico entre a fibra e o suporte de fixação. Esta montagem experimental é semelhante à utilizada na secção anterior, alterando-se apenas o dispositivo que impõe a curvatura na fibra ótica. Este dispositivo consiste num suporte em madeira com vários furos de diâmetros predefinidos entre 30 mm a 3 mm.

A fibra foi exposta à propagação de quatro sinais óticos com diferentes valores de potência, registou-se três imagens térmicas e três valores para a atenuação após um

Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura

1 minuto de exposição, este procedimento foi repetido para cada valor de diâmetro. Como nos ensaios anteriores, considerou-se o valor máximo de temperatura das imagens térmicas obtidas, este é o procedimento adotado em todos os resultados apresentados neste capítulo, calculando-se o valor médio das três medidas registadas em cada ensaio.

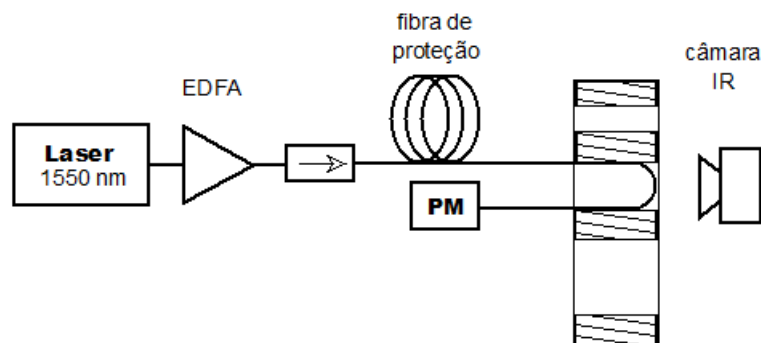


Figura 2.8 Esquema da montagem experimental implementada para medir a temperatura e atenuação da fibra ótica com meia curvatura.

O gráfico da figura 2.9 apresenta os valores de atenuação obtidos, durante a propagação de sinais óticos com diferentes valores de potências, em função do diâmetro da meia curvatura. Não foi possível obter dados de atenuação para diâmetros inferiores a 6 mm devido às limitações da gama dinâmica do medidor de potência ótica utilizado.

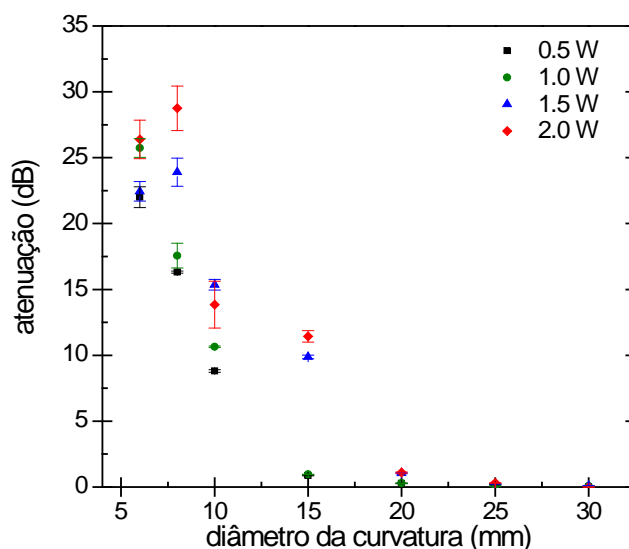


Figura 2.9 Atenuação em função do diâmetro da curvatura para os vários valores de potência do sinal ótico.

Verificou-se que o valor da atenuação não depende da potência do sinal ótico. Assim, no gráfico da figura 2.10 apresenta-se os valores médios da atenuação, verificando-se que esta aumenta exponencialmente com a diminuição do diâmetro da curvatura, como previsto por *Marcuse* (MARCUSE, 1976).

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

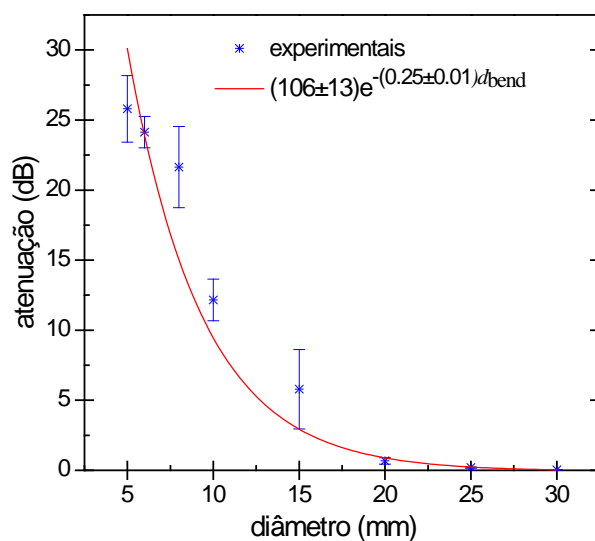


Figura 2.10 Atenuação média em função do diâmetro da curvatura, a linha corresponde ao ajuste exponencial (coeficiente de correlação > 0.97).

A figura 2.11 apresenta imagens térmicas obtidas com a câmara de infravermelhos, em curvaturas com dois diâmetros diferentes e com dois sinais óticos com diferentes valores de potência. Estas imagens mostram que o aquecimento do revestimento centra-se na zona da curvatura da fibra ótica, contudo também sugerem a ocorrência de transferência de calor para o suporte de madeira.

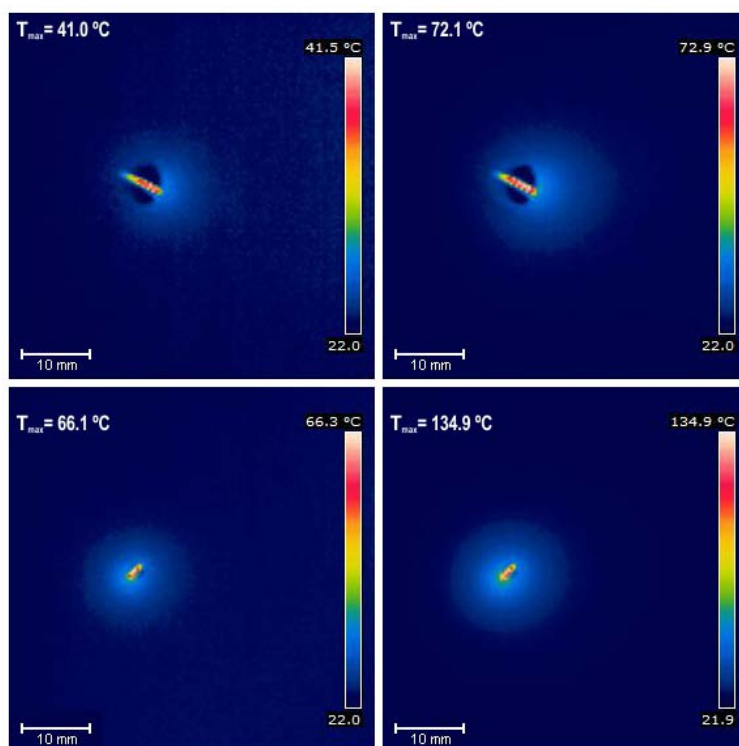


Figura 2.11 Imagens térmicas da fibra ótica curvada com 8 mm (cima) e 3 mm (baixo) de diâmetro exposta a um sinal ótico de 0.5 W (esquerda) e 1.5 W (direita) de potência.

Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura

O aumento da temperatura do revestimento, em relação à temperatura ambiente, é apresentado no gráfico da figura 2.12 em função do diâmetro da curvatura e no gráfico da figura 2.13 em função da potência do sinal ótico propagado. Na figura 2.12, verifica-se que o aquecimento do revestimento aumenta exponencialmente com a diminuição do diâmetro sendo insignificante para diâmetros superiores a 20 mm, este comportamento é coerente com os valores da atenuação. O gráfico da figura 2.13 mostra que este aquecimento aumenta de forma não linear com a potência do sinal ótico, este comportamento foi atribuído à transferência de calor para o suporte de fixação.

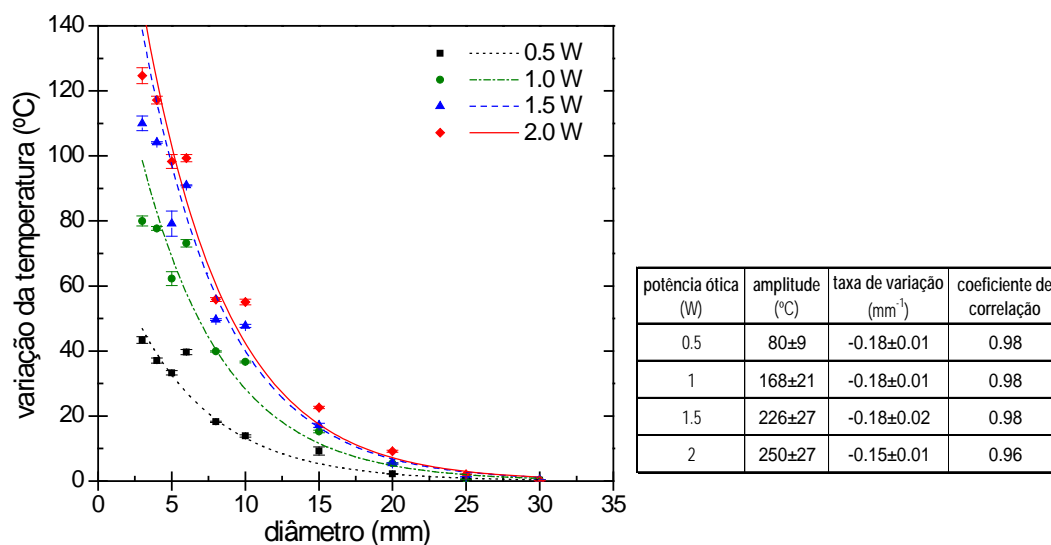


Figura 2.12 Incremento de temperatura na fibra ótica em função do diâmetro da curvatura, para os vários sinais com diferentes valores de potência ótica, as linhas correspondem ao ajuste exponencial com os parâmetros da tabela da direita.

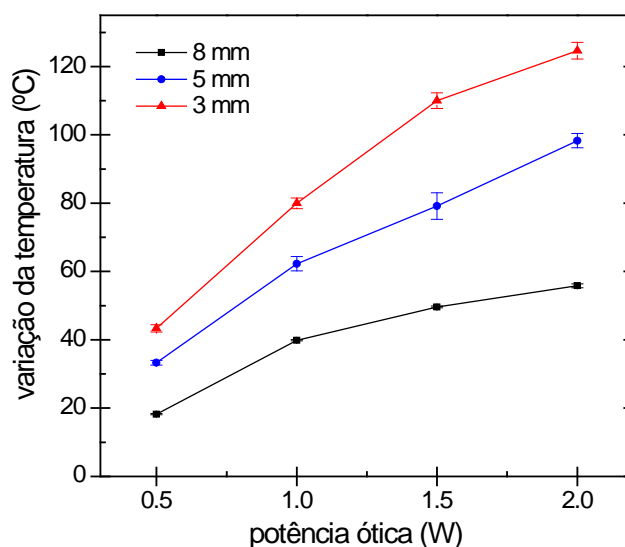


Figura 2.13 Incremento de temperatura na fibra ótica em função da potência ótica para três diferentes diâmetros de curvatura.

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

Com o objetivo de reduzir a transferência de calor para o suporte e realizar ensaios para uma maior gama de diâmetros de curvatura, otimizou-se o dispositivo que impõe a curvatura da fibra ótica. Assim, desenvolveu-se um novo suporte, que permite a seleção de vários diâmetros de curvatura. Este dispositivo é formado por duas placas de Teflon[®] e um parafuso que permite a deslocação controlada de uma dessas placas, como se pode observar na figura 2.14.

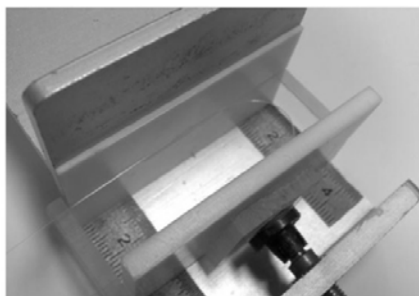


Figura 2.14 Suporte utilizado para criar meia curvatura na fibra ótica.

Utilizou-se este suporte numa montagem experimental semelhante à utilizada nos ensaios anteriores, no entanto substituiu-se o medidor de potência ótica de forma a determinar os valores de atenuação para curvaturas de diâmetro menor. Deste modo, utilizou-se um medidor de potência da EXFO, modelo FPM-600, cuja gama dinâmica (-55 a 26 dBm) permite registar valores de potência menores.

Nestes ensaios, a fibra curvada foi exposta a um sinal ótico com uma potência de 0.5 W e comprimento de onda de 1550 nm durante 1 minuto e 30 segundos. Foram registadas imagens térmicas da fibra ótica curvada, em intervalos de 5 segundos, durante a propagação do sinal e durante 30 segundos após o sinal desligado. Este procedimento foi repetido 3 vezes e o valor médio de temperatura calculado, para cada valor de diâmetro de curvatura. Em simultâneo mediu-se a atenuação, obtendo-se os valores apresentados no gráfico da figura 2.15.

Os dados desta figura, estão de acordo com os valores de atenuação obtidos no ensaio anterior, a atenuação aumenta exponencialmente com a redução do diâmetro da curvatura com taxas de decaimento idênticas. De notar que, o erro associado à medida experimental também aumenta, devido ao incremento das oscilações da potência do sinal ótico de saída para os diâmetros mais pequenos. Estas oscilações de potência ocorrem devido a utilização de um sinal ótico não polarizado, uma vez que, a atenuação associada à curvatura é sensível à polarização do sinal (WANG et al., 2007, MARTINS, 2009).

Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura

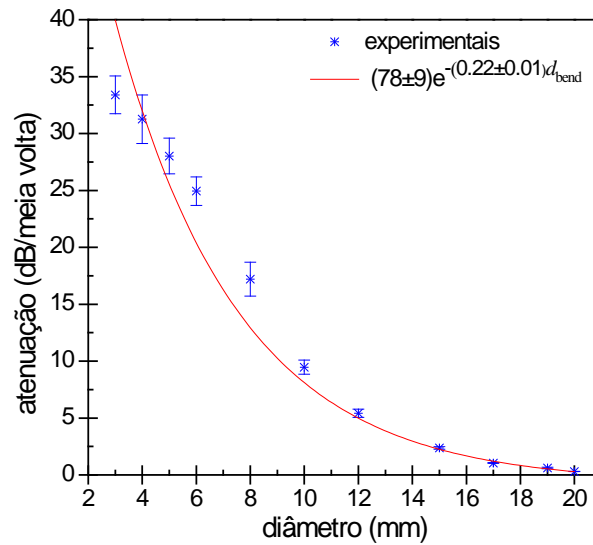


Figura 2.15 Atenuação em função do diâmetro da curvatura, a linha corresponde ao ajuste exponencial (coeficiente de correlação > 0.96).

A figura 2.16 apresenta imagens térmicas da fibra ótica curvada, onde se observa que o aquecimento do revestimento de fibra ocorre na zona da curvatura. Além disso, estas imagens mostram que este aquecimento é mais intenso na extremidade da curvatura oposta à entrada do sinal ótico. O que indica que a atenuação do sinal ótico é mais elevada na parte final da meia curvatura.

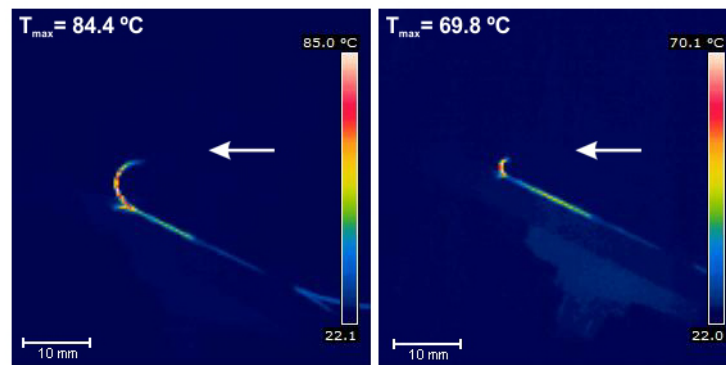


Figura 2.16. Imagens térmicas da fibra ótica curvada com 8 mm (esquerda) e 3 mm (direita) de diâmetro exposta a um sinal ótico com potência de 0.5 W. As setas representam o sentido de propagação do sinal ótico.

Na figura 2.17 é apresentada a evolução temporal da temperatura máxima do revestimento. Verifica-se que a temperatura aumenta rapidamente durante aproximadamente 10 segundos estabilizando em seguida num valor de equilíbrio. Após o sinal ser desligado a temperatura diminui rapidamente até à temperatura ambiente.

Foi calculado o valor médio da temperatura na zona de equilíbrio, para cada diâmetro da curvatura, obtendo-se os dados apresentados no gráfico da figura 2.18. Neste gráfico, observa-se que o aquecimento do revestimento da fibra ótica aumenta com a diminuição

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

do diâmetro de curvatura até aos 8 mm, contudo, para diâmetro menores que este valor o aquecimento diminui. Este comportamento anômalo pode ser explicado pela transferência de calor para o suporte, para estes valores de diâmetros a massa de fibra curvada é reduzida e os mecanismos de transferência de calor têm um efeito predominante.

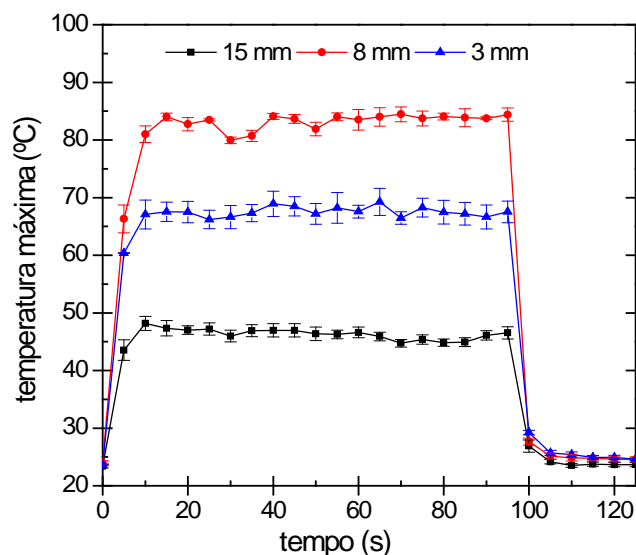


Figura 2.17. Temperatura máxima da fibra ótica na zona da curvatura ao longo do tempo, para três diâmetros de curvatura diferentes e com um sinal ótico com potência de 0.5 W, as linhas são guias visuais.

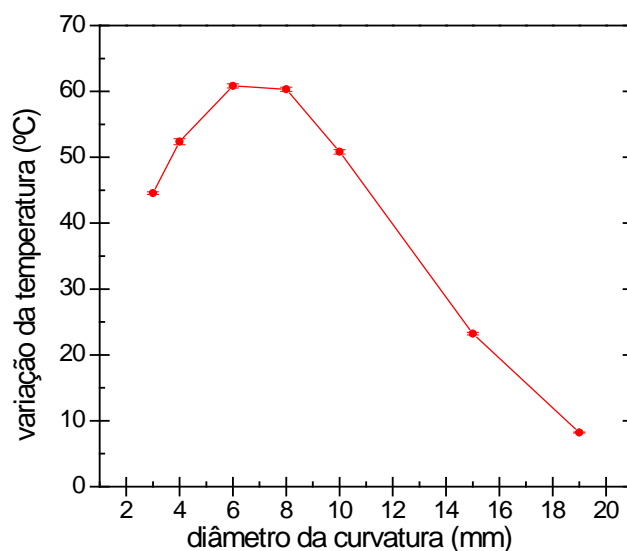


Figura 2.18. Variação de temperatura na fibra ótica em relação à temperatura ambiente em função do diâmetro da curvatura com um sinal ótico com potência de 0.5 W, a linha é uma guia visual.

Ao comparar os dados apresentados nas figuras 2.12 e 2.18, obtidos para a fibras sujeitas a meia curvatura, verifica-se que nem os valores do incremento de temperatura nem o seu comportamento em função do diâmetro da curvatura estão de acordo entre si. Estas discrepâncias devem-se à ocorrência de diferentes mecanismos de transferência

de calor em cada suporte utilizado. Além disso, a precisão na seleção do diâmetro de curvatura no segundo suporte utilizado é reduzida. Por estes motivos, decidiu-se alterar novamente a montagem experimental.

2.2.3. Aquecimento em curvatura completa

De modo a reduzir a transferência de calor da fibra ótica para o suporte e aumentar a precisão na seleção dos diâmetros das curvaturas, alterou-se a configuração para uma curvatura completa. Para este efeito, desenvolveu-se um dispositivo em que a fibra forma uma curva de 360° no ar, como se pode verificar na figura 2.19. Este suporte permite alterar o perímetro de curvatura da fibra ótica de forma controlada através de uma agulha hipodérmica que se encontra fixa à fibra ótica. Este suporte foi introduzido numa montagem experimental semelhante à utilizada na secção anterior.

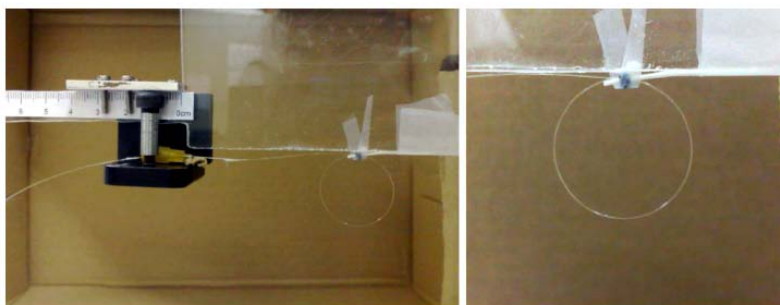


Figura 2.19. Suporte utilizado para criar curvatura completa na fibra ótica, vista geral (esquerda), detalhe da colocação da fibra (direita).

Mediu-se a temperatura e a atenuação da fibra ótica durante a propagação de sinais óticos com comprimentos de onda de 1550 nm e 1480 nm. O sinal de 1550 nm foi gerado com o laser e o amplificador utilizados nos ensaios anteriores e o sinal de 1480 nm foi gerado por um laser de fibra ótica de elevada potência que funciona com base no espalhamento de Raman da marca IPG, modelo RLR-10-1480.

A fibra curvada foi exposta a sinais óticos com diferentes potências durante 1 minuto e 30 segundos, registando-se as imagens térmicas da zona da curvatura em intervalos de 5 segundos e em simultâneo mediu-se a atenuação. Este procedimento foi repetido 3 vezes para cada valor de diâmetro e de potência ótica e o valor médio da temperatura e atenuação foram determinados.

Os valores de atenuação obtidos, apresentados no gráfico da figura 2.20, estão de acordo com os valores da atenuação determinados nos ensaios anteriores. De referir que para os diâmetros mais reduzidos ocorrem oscilações da potência do sinal ótica de saída que são mais elevadas para o sinal de 1550 nm, o que explica a estabilização da atenuação para diâmetros menores que 5 mm.

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

Comparando o valor da atenuação dos sinais de diferentes comprimentos de onda verifica-se que esta é mais elevada para o sinal de 1550 nm, o que está de acordo com facto do diâmetro do campo modal aumentar com o comprimento de onda e, consequentemente, a energia ótica perdida por radiação na zona da curvatura também aumenta.

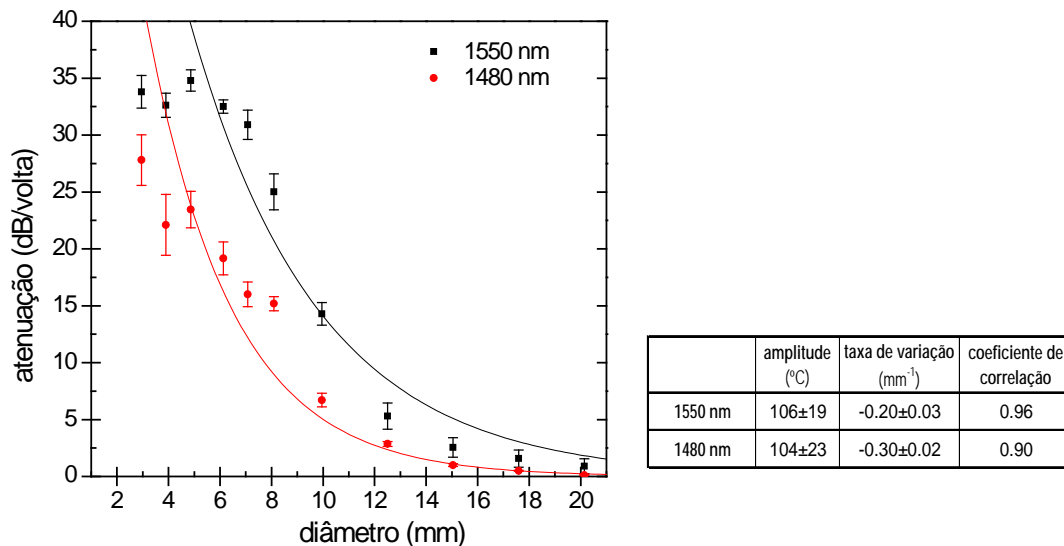


Figura 2.20. Atenuação média em função do diâmetro de curvatura completa, por sinais óticos com comprimento de onda de 1480 e 1550 nm. As linhas correspondem ao ajuste exponencial com os parâmetros da tabela da direita.

A figura 2.21 apresenta imagens térmicas da fibra ótica sujeitas a curvatura completa. Observa-se que o aquecimento do revestimento de fibra ocorre na zona da curvatura e é mais intenso na extremidade oposta à entrada do sinal ótico, como já se tinha verificado no ensaio anterior. Estas imagens também mostram que o aquecimento estende-se ao longo da fibra ótica e sugerem transferência de calor para o suporte, mas somente para os diâmetros mais pequenos e em menor grau que nos ensaios anteriores.

A evolução temporal da temperatura máxima no revestimento da fibra ótica curvada com três diâmetros diferentes e exposta a dois sinais de comprimentos de onda diferentes, é apresentada na figura 2.22. Em todos os casos, a temperatura aumenta rapidamente estabilizando em seguida num valor de equilíbrio, contudo para os sinais com comprimento de onda de 1480 nm o revestimento da fibra ótica atinge a temperatura de equilíbrio mais rapidamente, em aproximadamente 5 segundos, enquanto que para os sinais de 1550 nm leva aproximadamente 10 segundos.

Caracterização experimental do aquecimento associado à curvatura

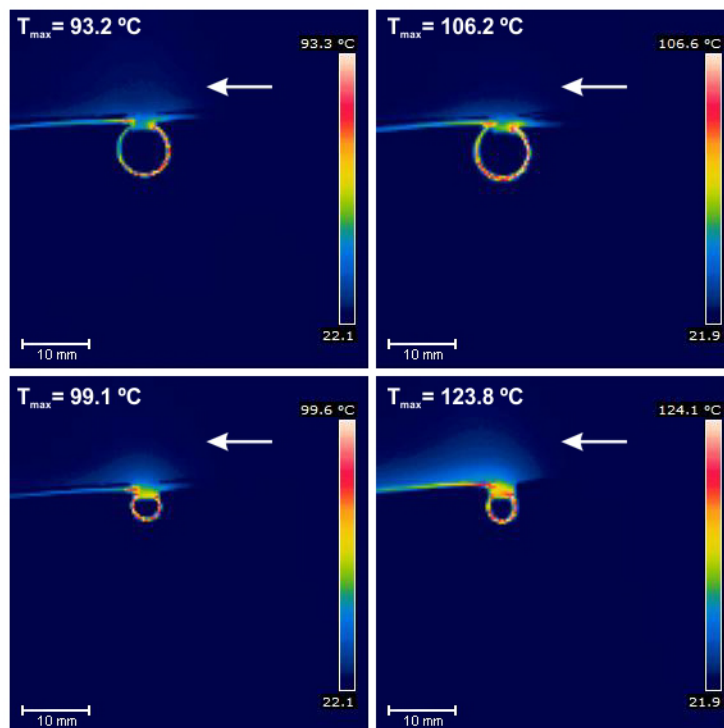


Figura 2.21. Imagens térmicas da fibra ótica curvada com 8.0 mm (cima) e 3.9 mm (baixo) de diâmetro e exposta a um sinal ótico com potência de 0.5 W (esquerda) e de 1.0 W (direita). As setas representam o sentido de propagação do sinal ótico.

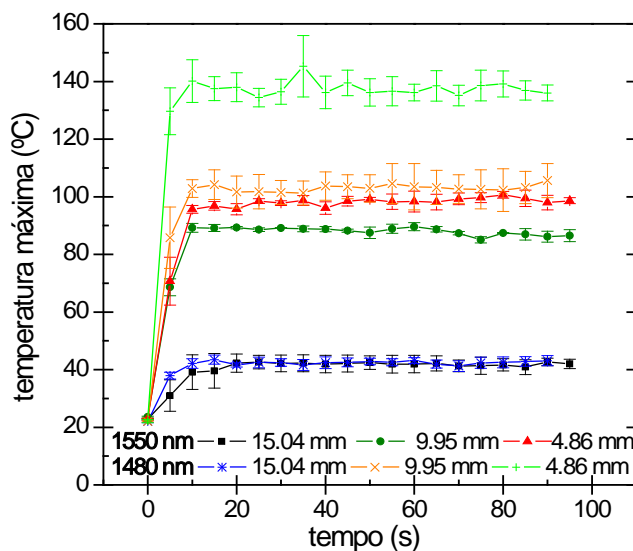


Figura 2.22. Temperatura da fibra ótica na zona da curvatura ao longo do tempo, para três diferentes diâmetros de curvatura e com sinais com comprimento de onda de 1550 e 1480 nm, com uma potência de 0.5 W. As linhas são guias visuais.

Através do gráfico da figura 2.22, também se verifica que a fibra exposta ao sinal de comprimento de onda de 1480 nm atinge temperaturas de equilíbrio mais elevadas, o que é confirmado pelos dados da figura 2.23, onde são apresentados os valores médios da temperatura de equilíbrio na fibra ótica em função do diâmetro da curvatura. O

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

incremento da temperatura da fibra ótica aumenta com a diminuição do diâmetro da curvatura para todos os sinais propagadas. No entanto, nos casos do sinal de comprimento de onda de 1480 nm o aquecimento apresenta uma taxa de crescimento maior atingindo valores mais elevados do que no caso de 1550 nm. Como a atenuação é maior para os sinais com comprimento de onda de 1550 nm, este comportamento está associado à dependência do coeficiente de absorção do revestimento com o comprimento de onda.

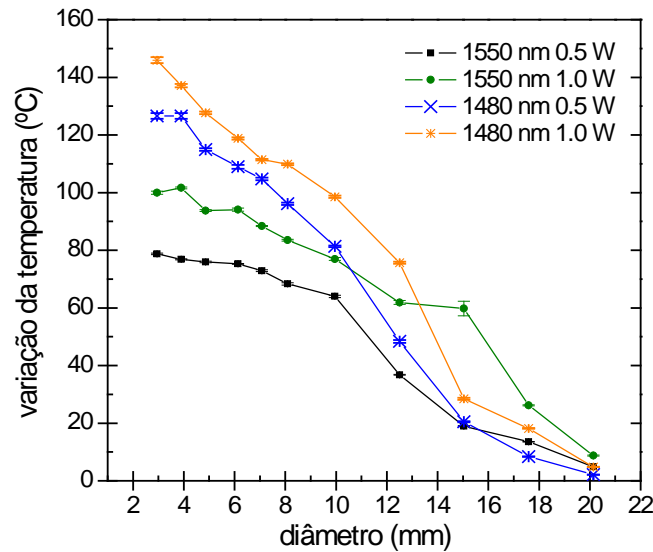


Figura 2.23. Variação de temperatura na fibra ótica em relação à temperatura ambiente em função do diâmetro da curvatura, gerado com sinais óticos comprimento de onda de 1480 e 1550 nm e potências de 0.5 W e 1.0 W. As linhas são guias visuais.

A figura 2.24 apresenta o aumento da temperatura na fibra originado por sinais óticos com comprimento de onda de 1480 nm. O gráfico desta figura mostra que o aquecimento da fibra ótica varia de forma não linear com a potência do sinal propagada, estabilizando num valor máximo de temperatura que depende do diâmetro de curvatura.

Para confirmar este comportamento, apresenta-se na figura 2.25 a variação da temperatura na fibra em função da potência dissipada na zona da curvatura, ΔP . Este valor de potência é calculada através de:

$$\Delta P = P_{in} \left(1 - 10^{\left(-\frac{\alpha_{bend}}{10} \right)} \right) \quad (2.3)$$

onde P_{in} é a potência do sinal injetado e α_{bend} é a atenuação associada à curvatura, apresentada na figura 2.20.

A partir do gráfico da figura 2.25, verifica-se que a temperatura na camada de revestimento da fibra ótica estabiliza a partir de um valor de potência ótica dissipada

razoavelmente idêntico para todos os tipos de fibra. Contudo, a temperatura máxima que o revestimento da fibra atinge é diferente para cada valor de diâmetro de curvatura sendo mais elevada para diâmetros menores. Este comportamento pode explicar-se pelo facto de diâmetros menores correspondem a menor comprimento de fibra curvada e sujeita a aquecimento.

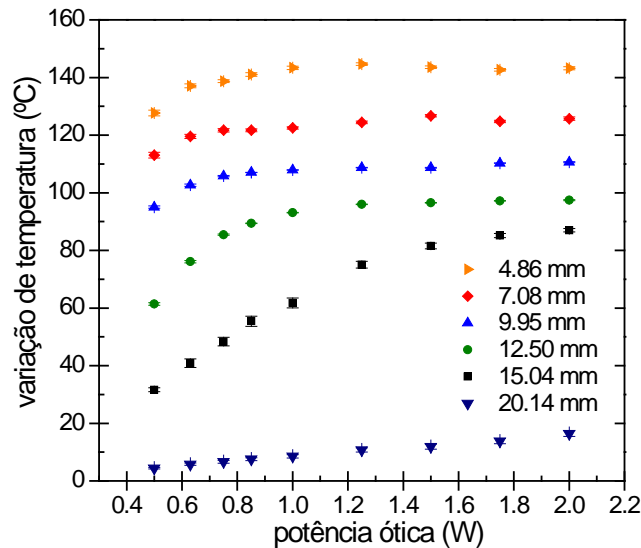


Figura 2.24. Variação de temperatura na fibra ótica em relação à temperatura ambiente em função da potência ótica do sinal ótico com um comprimento de onda de 1480 nm, em curvaturas com vários diâmetros.

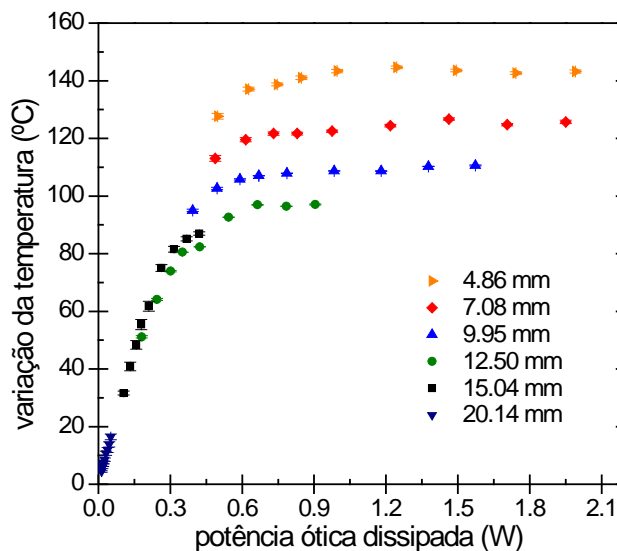


Figura 2.25. Variação de temperatura na fibra ótica em relação à temperatura ambiente em função da potência ótica dissipada na zona da curvatura para vários diâmetros de curvatura e sinal ótico com um comprimento de onda de 1480 nm.

Segundo *Glaesemann et al*, com o aumento da temperatura o índice de refração do revestimento da fibra diminui e parte do sinal ótico perdido do núcleo é guiado na bainha, não alcançando o revestimento (GLAESEMANN et al., 2006). Além disso, considerando a

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

reduzida espessura da camada de revestimento externo da fibra, este comportamento não linear pode ser explicado considerando a saturação da absorção ótica. Ambas as hipóteses implicam que nem toda a energia dissipada é absorvida no revestimento e convertida em calor.

Após a exposição a sinais de elevada intensidade, foi analisado o estado físico da fibra, na região de curvatura. Observou-se que o revestimento da fibra fica visivelmente escurecido devido a oxidação. Recorrendo a microscopia ótica verificou-se que nesta zona o revestimento da fibra ótica encontra-se degradado e separado da sílica para as fibras expostas a potências óticas mais elevadas. A figura 2.26 apresenta algumas imagens da zona de curvatura de fibras depois de expostas a sinais óticos de elevada potência, estas fibras atingiram uma temperatura superior a 145 °C. Nestas imagens a degradação da camada de revestimento da fibra ótica é evidente.

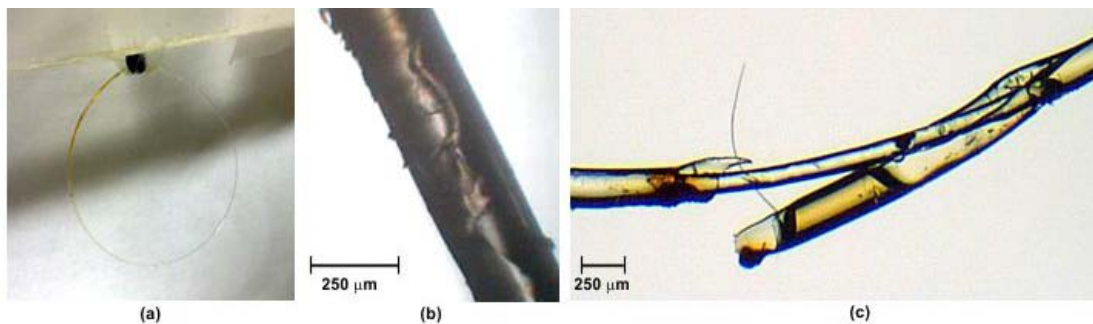


Figura 2.26. Imagens da região da curvatura de uma fibra ótica após a exposição a um sinal ótico com comprimento de onda de 1480 nm e potência de 1 W (a e b) e 1.5 W (c) durante 60 s e sujeita a uma curvatura com diâmetro de 2.9 mm. A imagem (a) é uma fotografia e as imagens (b) e (c) foram obtidas com microscopia ótica.

2.3. Modelo para aquecimento associado à curvatura

Como já foi referido, os modelos teóricos anteriormente propostos não descrevem a relação não linear entre o aquecimento do revestimento da fibra e a potência ótica do sinal propagado (figura 2.24 e 2.25). Deste modo, desenvolveu-se um modelo empírico para descrever esta não linearidade. Este modelo considera a hipótese apresentada na secção anterior, isto é, só uma parte da potência ótica dissipada é absorvida no revestimento.

A potência ótica absorvida pelo revestimento, ΔP_{in} é apenas uma fração, da potência ótica dissipada na região da curvatura. Considerando o mecanismo de saturação da absorção ótica na camada de revestimento, esta fração não é linear e satura num valor máximo de potência (P_{max}). Assim, utilizou-se a equação (2.4) para descrever a relação entre a potência absorvida pelo revestimento e a potência dissipada na curvatura onde α_c corresponde a um parâmetro de absorção ótica no revestimento da fibra:

$$\Delta P_{\text{in}} = P_{\text{max}} \left(1 - \exp(-\alpha_c \Delta P) \right) \quad (2.4)$$

Para determinar o aumento de temperatura devido à absorção do sinal ótico desenvolveu-se um modelo térmico baseado no equilíbrio da energia térmica na fibra curvada. No equilíbrio a energia absorvida no revestimento é igual ao calor armazenado mais as perdas de calor na superfície da fibra. Esta relação é dada pela equação (2.5)

$$Q_{\text{in}} = Q_{\text{stored}} + Q_{\text{out}} \quad (2.5)$$

onde a fonte de calor, Q_{in} , é dada pela potência ótica absorvida no revestimento, Q_{stored} , é a energia armazenada sobre a forma de calor que resulta no aumento de temperatura. Este último termo é dado pela equação (2.7) onde ρ_c e C_c são respetivamente a densidade e o calor específico do material do revestimento da fibra ótica. Para os valores de temperatura que o revestimento da fibra atinge, os principais mecanismos responsáveis pelas perdas de calor, Q_{out} , são a convecção e condução. Estes mecanismos podem ser descritos pela equação (2.8) onde, h_c corresponde ao coeficiente de transferência de calor por estes dois mecanismos, d_f ao diâmetro total da fibra ótica e l_{bend} ao comprimento de fibra curvada (ÇENGEL, 2006).

$$Q_{\text{in}} = \Delta P_{\text{in}} \quad (2.6)$$

$$Q_{\text{stored}} = \rho_c C_c A l_{\text{bend}} \frac{dT}{dt} \quad (2.7)$$

$$Q_{\text{out}} = \pi d_f l_{\text{bend}} h_c (T - T_0) \quad (2.8)$$

Integrando a equação (2.5) em ordem ao tempo, obteve-se:

$$T = T_0 + \frac{\Delta P_{\text{in}}}{\pi d_f l_{\text{bend}} h_c} \left(1 - e^{-\frac{\pi d_f h_c}{\rho_c C_c A} t} \right) \quad (2.9)$$

No equilíbrio, o incremento de temperatura é dado por:

$$\Delta T = \frac{\Delta P_{\text{in}}}{\pi d_f l_{\text{bend}} h_c} \quad (2.10)$$

Utilizando os valores de ΔP_{in} dado pela expressão (2.4), obtêm-se:

$$\Delta T = \frac{P_{\max} (1 - \exp(-\alpha_c \Delta P))}{\pi d_f l_{\text{bend}} h_c} \quad (2.11)$$

onde a potência dissipada na zona da curvatura, ΔP , é calculada através da equação (2.3) e o ajuste aos valores da atenuação apresentados no gráfico da figura 2.20. A potência dissipada é função do diâmetro da curvatura e da potência do sinal ótico propagado, consequentemente o aquecimento máximo do revestimento depende destas variáveis, indiretamente através de ΔP , mas também depende do comprimento de fibra curvada, l_{bend} , que varia com o diâmetro da curvatura.

Ajustou-se esta equação aos resultados experimentais apresentados nas figuras 2.24 e 2.25. Os parâmetros P_{\max}/h_c e α_c foram ajustados simultaneamente para seis valores de diâmetro de curvatura, e otimizados através do algoritmo de otimização *simplex* não forçado. Obteve-se um ajuste para os seis valores de diâmetros de curvatura com um $\chi^2=0.4542$, o que corresponde a uma probabilidade maior que 99.9% do modelo descrever corretamente os dados. Os resultados deste ajuste são apresentados no gráfico da figura 2.27, e resultam nos seguintes parâmetros $P_{\max}/h_c=0.00277\pm0.00027$ Km^2 e $\alpha_c=4.785\pm0.425$ W^{-1} .

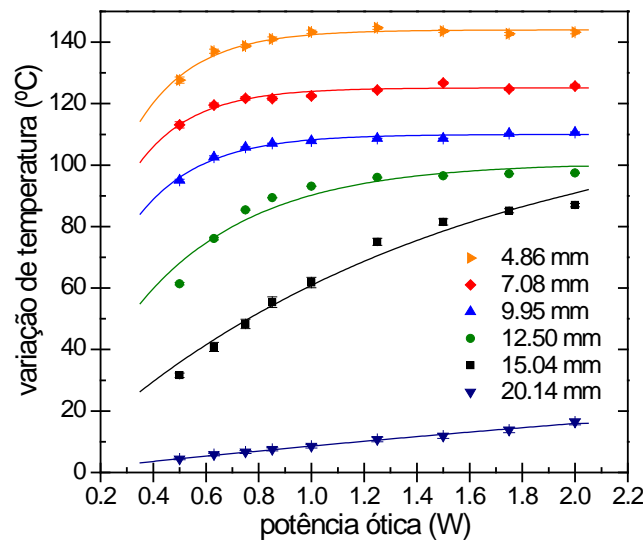


Figura 2.27. Variação de temperatura na fibra ótica em relação à temperatura ambiente em função da potência do sinal ótico com um comprimento de onda de 1480 nm e para vários valores de diâmetro da curvatura. Os pontos correspondem aos resultados experimentais e as linhas aos resultados do ajuste ao modelo numérico.

Utilizando este modelo e considerando o limite máximo de temperatura recomendada para o revestimento da fibra ótica em condições normais de utilização, 85 °C (IEC, 2008), determinou-se o diâmetro de curvatura mínimo de segurança em função da potência do

sinal ótico propagado na fibra, para o comprimento de onda de 1480 nm. Considerando a temperatura ambiente de 23 °C e os valores dos parâmetros P_{\max}/h_c e α_c do ajuste, obteve-se os dados apresentados na figura 2.28.

O diâmetro mínimo de segurança começa por aumentar rapidamente com a potência ótica, mas estabiliza para um diâmetro de ~18 mm. Estes resultados sugerem que, para manter as condições normais de funcionamento de uma rede ótica, a fibra não deve ser sujeita a curvaturas com diâmetro inferior a 18 mm.

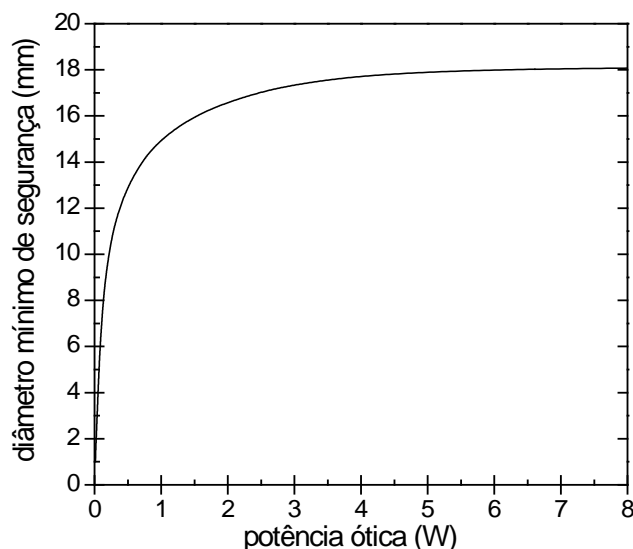


Figura 2.28 Diâmetro de curvatura mínimo de segurança em função da potência do sinal ótico propagado.

2.4. Sumário

Neste capítulo estudou-se experimentalmente o efeito da propagação de sinais de elevada potência em fibras óticas sujeitas a curvaturas. Determinou-se em simultâneo, a atenuação do sinal ótico e a variação da temperatura do revestimento na zona da curvatura. Tendo-se desenvolvido e otimizado métodos experimentais para determinar o aumento de temperatura na fibra curvada. Observou-se que a temperatura do revestimento externo da fibra ótica aumenta na zona da curvatura, atingindo valores superiores à temperatura recomendada para a utilização da fibra em condições normais (85 °C). Este aquecimento do revestimento da fibra é responsável pela sua degradação. Confirmou-se também a correlação entre a potência ótica perdida na curvatura e o aumento de temperatura do revestimento da fibra.

Os resultados obtidos mostram que o aquecimento varia de forma não linear com a potência ótica do sinal propagado na fibra, atingido um valor máximo de temperatura que depende do diâmetro de curvatura. Para além disso, estes resultados sugerem que o aquecimento da fibra diminui com o comprimento de onda (figura 2.23).

Fibras Óticas Sujeitas a Curvaturas

Tendo em conta os resultados obtidos, desenvolveu-se um modelo empírico que descreve o aquecimento do revestimento da fibra ótica em função do diâmetro da curvatura para todos os valores de potência do sinal ótico.

Estes resultados permitiram estimar o diâmetro de curvatura mínimo de segurança, que permite evitar a degradação das fibras óticas, sendo fixado num valor de 18 mm para sinais com um comprimento de onda de 1480 nm. Este resultado em conjunto com o modelo desenvolvido são os principais contributos deste capítulo.

capítulo 3

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

Um dos principais problemas decorrentes da propagação de sinais óticos com elevada potência numa fibra ótica é o efeito rastilho. Numa rede ótica, este fenómeno pode levar à completa destruição da sua infraestrutura ao longo de uma vasta distância. Devido ao aumento da potência ótica dos sinais propagados nas fibras, a que se tem assistido nos últimos anos, a importância do estudo e compreensão do efeito rastilho ganhou uma maior relevância.

Neste capítulo, é apresentado o estudo experimental do efeito rastilho para diferentes tipos de fibra ótica. Inicia-se com uma breve descrição deste fenómeno e na segunda secção descreve-se o sistema implementado para permitir a ignição e propagação controlada do efeito rastilho. Nas secções seguintes, as principais características deste efeito, nomeadamente a intensidade ótica de limiar, a velocidade de propagação, a cadeia de bolha resultante da sua propagação, são analisadas experimentalmente. Na última secção deste capítulo, a temperatura da zona de fusão é estimada durante a propagação do efeito rastilho numa fibra SMF.

3.1. Descrição do efeito rastilho

O efeito rastilho é um fenómeno que pode ocorrer em fibras óticas onde se propagam sinais óticos com elevada potência. Depois de iniciado, este fenómeno propaga-se em direção à fonte de sinal levando à destruição da fibra ótica ao longo de uma vasta

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

distância, podendo chegar aos equipamentos de processamento ótico destruindo os componentes ativos da rede.

Para que o efeito rastilho ocorra é necessário um ponto de ignição, com uma temperatura elevada. Este ponto de temperatura elevada ocorre em zonas onde a atenuação é elevada, o que conjugada com sinais óticos de elevada potência gera um efeito de aquecimento localizado considerável. Usualmente, o ponto de ignição ocorre em conectores contaminados e/ou degradados ou em fibras óticas sujeitas a curvaturas apertadas. O aumento localizado de temperatura resulta num incremento da absorção ótica da fibra que por sua vez induz um aumento catastrófico da temperatura no núcleo da fibra até valores suficientemente elevados para vaporizar a sílica. Esta zona de temperatura elevada, usualmente designada como zona de fusão, alastra-se devido a condução de calor, e o processo repete-se do lado da fonte do sinal ótico, onde existe o sinal ótico para promover o aumento da temperatura. Deste modo, a zona de fusão propaga-se na direção da fonte de sinal, sendo acompanhada pela emissão de um sinal ótico na região do visível. Esta propagação é apenas interrompida quando a potência do sinal injetado na fibra diminui abaixo do valor de limiar ou quando a fonte de sinal é desligada. Depois da propagação da zona de fusão, o núcleo da fibra apresenta uma cadeia periódica de bolhas e fica incapaz de transmitir o sinal ótico. O esquema da figura 3.1 representa o processo de ignição e propagação do efeito rastilho em fibras óticas.

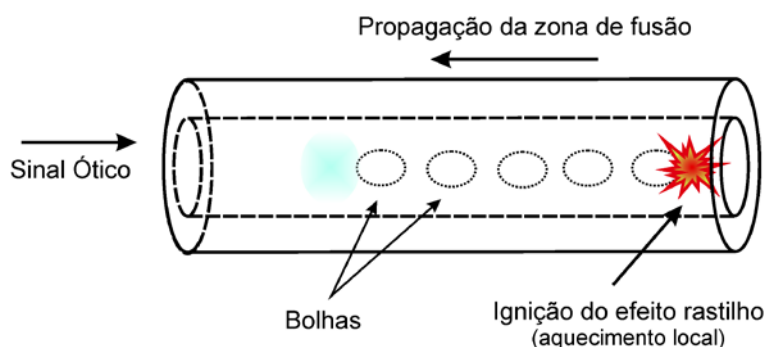


Figura 3.1. Representação esquemática do processo de ignição e propagação do efeito rastilho numa fibra ótica.

É de realçar que a ignição e propagação deste fenómeno só ocorre se a intensidade do sinal ótico na fibra for superior a um determinado valor de limiar. Esta intensidade ótica de limiar para fibras de sílica situa-se entre 1 a 5 MW cm^{-2} (DAVIS et al., 1997), dependendo da composição da fibra e do comprimento de onda do sinal ótico. A velocidade de propagação da zona de fusão, bem como, o tamanho e a periodicidade das bolhas dependem também da intensidade do sinal.

3.2. Sistema experimental implementado

Para estudar o efeito rastilho implementou-se uma montagem experimental que permite produzir de forma controlada a ignição e propagação do efeito rastilho numa fibra ótica de teste. Nessa montagem experimental, uma das extremidades da fibra ótica de teste, encontra-se ligada a uma fonte ótica de alta potência e a outra extremidade é colocada em contacto com uma folha metálica (papel de alumínio) de forma a gerar um aquecimento localizado e a consequentemente ignição do efeito rastilho. Esta montagem foi utilizada em todo os ensaios realizados e está esquematizada na figura 3.2.

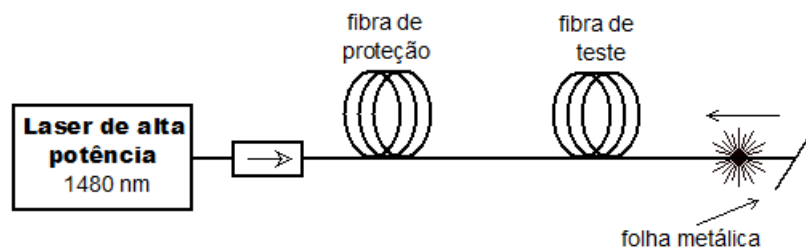


Figura 3.2. Esquema da montagem experimental implementada para gerar o efeito rastilho em fibra ótica.

A fonte ótica utilizada foi uma laser de fibra ótica que funciona com base no espalhamento de Raman (*Raman Fiber Laser*) produzido pela IPG photonics, modelo RLR-10-1480. Esta fonte, cujo espectro de emissão é apresentado na figura 3.3, têm uma emissão dominante no comprimento de onda de 1480 nm e uma potência máxima de 10 W.

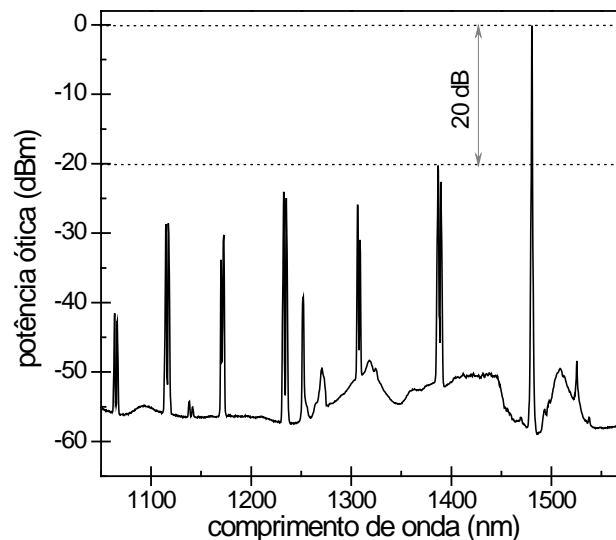


Figura 3.3. Espectro de emissão da fonte ótica utilizada, medido para uma potência de 1.0 W (30 dBm) com um analisador de espectro ótico (OSA – *Optical Spectrum Analyzer*) utilizando um atenuador ótico de 25 dB.

Neste tipo de laser, um sinal ótico, obtido com um díodo laser, é convertido, através de espalhamento de Raman estimulado em cascata, num sinal com o comprimento de onda desejado (sempre mais elevado). O desvio em frequência obtido pelo espalhamento de

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

Raman em fibras de sílica tem um máximo aproximadamente em 13 THz. Assim, para converter o sinal de bombeamento, obtido com diodo laser, num sinal com comprimento de onda de 1480 nm é necessário promover o processo em cascata e conter os sinais intermédios numa cavidade ótica formada, neste caso, com redes de Bragg apropriadas. Esta tecnologia resulta num espectro com vários picos de emissão, que correspondem aos sinais intermédios e ao sinal final que tem uma potência ótica consideravelmente mais elevada do que os sinais intermédios. Estes picos podem ser observados no espectro de emissão apresentado na figura 3.3.

Como medida de proteção da fonte ótica, utilizou-se um isolador ótico e aproximadamente 20 m de fibra SMF antes da fibra a estudar. Em todos os estudos realizados o valor de potência ótica considerada é medido à entrada da fibra de teste.

As principais características do efeito rastilho foram estudadas em três tipos de fibra ótica, utilizadas frequentemente nas redes óticas, nomeadamente: fibra monomodo padrão (SMF), fibra de dispersão deslocada (DSF) e fibra de dispersão deslocada não nula (NZDSF - *Non-Zero Dispersion Shift Fiber*). Todas as fibras utilizadas, cujo MFD é apresentado na tabela 3.1, têm um revestimento externo polimérico e um diâmetro externo de 250 μm .

Tabela 3.1. Fabricante e MFD das Fibras estudadas

Tipo de fibra	Fabricante	MFD (μm) @1550nm
SMF (G.652.D)	Corning	10.4
DSF (G.653.B)	Fujikura	8.0
NZDSF (G.655.C)	Fujikura	9.6

A figura 3.4 apresenta três imagens retiradas de um vídeo realizado durante a propagação do efeito rastilho na fibra SMF, as imagens foram obtidas com um intervalo de tempo de 0.4 s. Nestas imagens é claramente visível a propagação da radiação emitida na zona de fusão.

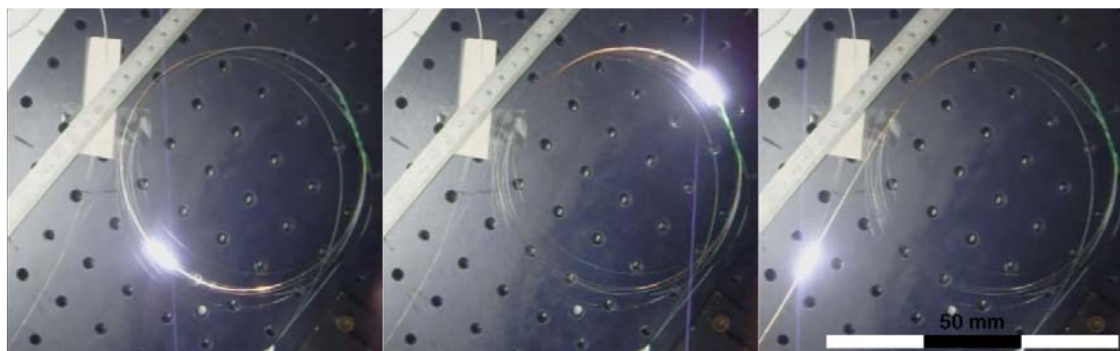


Figura 3.4. Sequência de imagens retiradas do vídeo da propagação do efeito rastilho numa fibra SMF com um sinal ótico com potência de 2 W, o intervalo entre imagens é de 0.4 s. Utilizando este vídeo estimou-se a velocidade de propagação da zona de fusão, obtendo-se $0.43 \pm 0.03 \text{ ms}^{-1}$.

3.3. Potência ótica limiar

O conhecimento do limiar de potência ótica para a ignição e propagação do efeito rastilho é importante para a proteção dos sistemas de telecomunicações óticas. Como o valor de potência de limiar varia para os diferentes tipos de fibra ótica, determinou-se o valor de potência do sinal para o qual a propagação da zona de fusão é interrompida, para os três tipos de fibra considerados e para um sinal ótico com um comprimento de onda de 1480 nm. Assume-se que para os valores de potência do sinal em que o efeito rastilho não se propaga, também não pode ser iniciado (SEO et al., 2003). Deste modo, considera-se este valor de potência como o limiar para a ignição do efeito rastilho em fibras óticas.

A montagem experimental implementada para medir o limiar de potência ótica do efeito rastilho, tem como base a montagem apresentada na secção anterior em que se utiliza um atenuador ótico variável para controlar a potência do sinal injetado na fibra de teste.

O efeito rastilho foi iniciado com uma potência ótica de 2,0 W, seguidamente diminui-se gradualmente a potência ótica do sinal, através do atenuador ótico variável, até que a zona de fusão se extinguiu. Repetiu-se este procedimento 5 vezes para cada tipo fibra, tendo-se calculou-se o valor médio.

Observou-se que a redução gradual da potência ótica do sinal, resulta na diminuição da velocidade da zona de fusão até o sinal ótico emitido se extinguir e o efeito rastilho parar. Na figura 3.5, apresenta-se o valor da potência ótica, para a qual a zona de fusão se extingue, em função do diâmetro modal para cada fibra ótica.

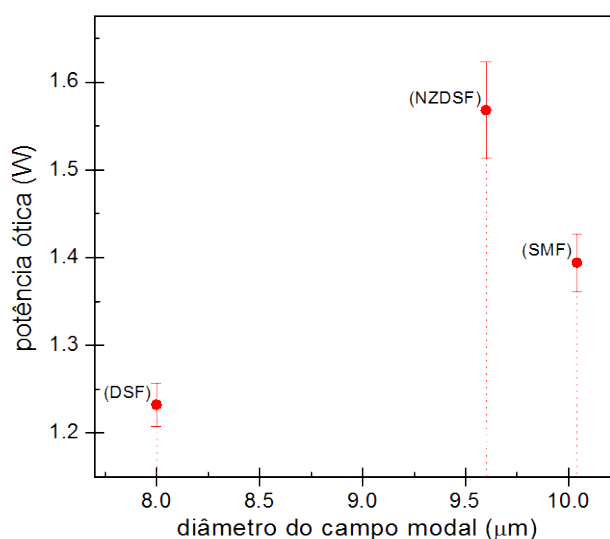


Figura 3.5. Potência ótica de limiar para três tipos de fibra em função do respetivo diâmetro de campo modal (MFD)

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

Considerando um modelo simplista a potência ótica limiar deveria aumentar com o valor do MFD, devido à diminuição da densidade de potência. Contudo, é evidente que os dados da figura 3.5 apresentam um comportamento diferente. Para se analisar este comportamento, calculou-se a intensidade ótica necessária à propagação do efeito rastilho, em cada tipo de fibra ótica utilizada, obtendo-se os valores apresentados na tabela 3.2.

Estes resultados mostram que a potência limiar do efeito rastilho não é apenas dependente do valor do MFD da fibra ótica, mas também da composição do núcleo (concentração e tipo de dopantes). No caso dos tipos de fibras estudadas, o dopante usado no núcleo é germânio cuja concentração e perfil de dopagem é diferente para cada tipo de fibra. Assim, o facto de se obter uma intensidade ótica limiar diferente para os diferentes tipos de fibra sugere que o germânio, quando presente no núcleo da fibra ótica, desempenha um papel importante na ignição e propagação do efeito rastilho.

Tabela 3.2. Intensidade ótica de limiar do efeito rastilho.

Tipo de fibra	I_{limiar} (MWcm^{-2})
SMF (G.652.D)	1.76 ± 0.04
DSF (G.653.B)	2.45 ± 0.05
NZDSF (G.655.C)	2.17 ± 0.08

3.4. Velocidade de propagação do efeito rastilho

Outro parâmetro importante na análise da dinâmica do efeito rastilho é a velocidade de propagação da zona de fusão. Esta velocidade varia com a potência ótica propagada e com o tipo de fibra ótica. Para determinar a velocidade de propagação, nos três diferentes tipos de fibra ótica, foi implementado o método esquematizado na figura 3.6. Esta montagem experimental é constituída por duas redes de Bragg em fibra ótica (FBG) em contacto com a fibra de teste em dois pontos separados por um comprimento de fibra de 2 m.

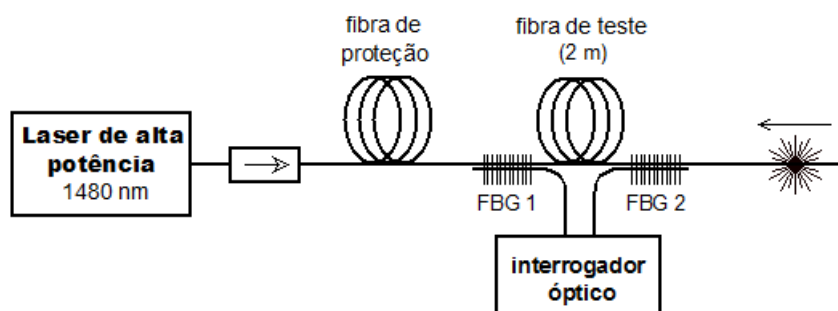


Figura 3.6. Esquema da montagem experimental utilizada para medir a velocidade de propagação do efeito rastilho.

As FBGs são utilizadas como sensores de temperatura, detetando o aumento de temperatura na superfície da fibra ótica, devido à passagem da zona de fusão. O contacto térmico entre as FBGs e a fibra é garantido através da utilização de um composto de elevada condutividade térmica.

As redes de Bragg utilizadas foram gravadas em fibra fotossensível monomodo (FiberCore PS1250/1500) com um laser de excímeros que emite no comprimento de onda de 248 nm e recorrendo à técnica de máscara de fase (ver anexo A). Para possibilitar a multiplexagem e a análise simultânea dos espectros refletidos pelas duas FBGs, estas foram escritas de forma a refletirem regiões espectrais centradas em comprimentos de onda diferentes: FBG1 em 1552.97 nm e FBG2 em 1548.38 nm. O espectro do sinal refletido nas FBGs foi medido por um sistema de interrogação da FiberSensing, modelo FS4200, com uma taxa de amostragem de 200 Hz. A figura 3.7 apresenta os espectros de reflexão multiplexados das duas FBGs, verificando-se que ambas as redes têm uma refletividade superior a 70%.

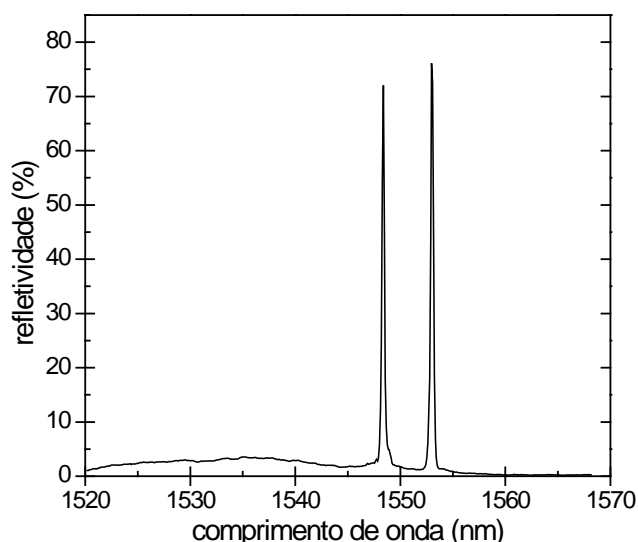


Figura 3.7. Espectro de refletividade das duas FBGs utilizadas para determinar a velocidade de propagação do efeito rastilho.

O comprimento de onda central do espectro refletido pela rede (comprimento de onda de Bragg) é dependente da temperatura, conforme descrito no anexo A. Deste modo a variação do comprimento de onda de Bragg foi registada ao longo do tempo, durante a propagação do efeito rastilho. Através da equação (A.2) é possível converter esta variação do comprimento de onda de Bragg em valores de temperatura e determinar a evolução da temperatura da superfície da fibra ao longo do tempo.

O efeito rastilho foi gerado com sinais óticos de quatro diferentes valores de potência para cada tipo de fibra. O processo foi repetido três vezes sendo considerado o valor médio das medidas efetuadas.

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

O gráfico da figura 3.8 apresenta a variação temporal da temperatura, relativamente à temperatura ambiente, medida na superfície da fibra de teste durante a propagação da zona de fusão. Neste gráfico, observa-se que a temperatura, em cada uma das FBGs, aumenta rapidamente até um valor máximo, diminuindo de seguida, de forma exponencial. Este aumento de temperatura coincide com a passagem da zona de fusão pelas posições onde as FBGs estão colocadas. A diferença entre os valores máximos de temperatura deve-se aos diferentes valores de refletividade das redes de Bragg e aos diferentes contactos térmicos entre a fibra ótica e as FBGs.

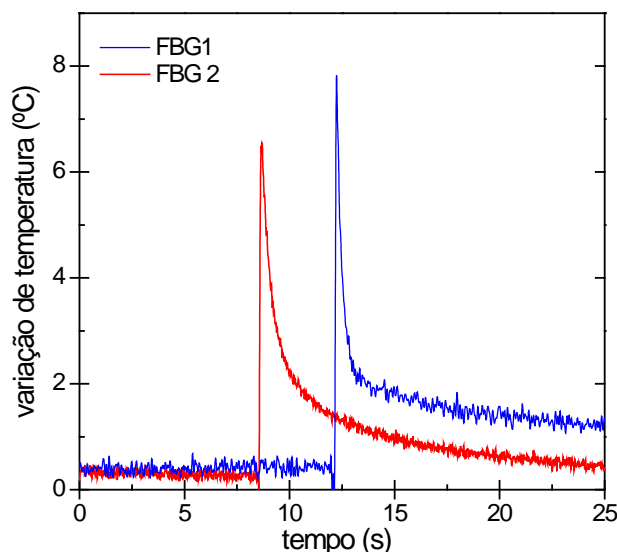


Figura 3.8. Aumento da temperatura da superfície da fibra durante a propagação do efeito rastilho numa fibra SMF com uma potência ótica de 3.5 W.

Apesar de, na zona de fusão, o núcleo da fibra ótica atingir uma temperatura superior ao valor necessária para vaporização da sílica (> 3000 K), a temperatura da superfície na fibra aumenta apenas alguns graus Celsius.

Apesar do valor máximo e da largura a meia altura do perfil temporal de temperatura depender de vários fatores, nomeadamente, das propriedades das FBGs e das características do interrogador ótico, o instante temporal em que o máximo de temperatura ocorre é obtida com considerável resolução. Portanto, é possível usar a diferença temporal entre os máximos de temperatura medidos em cada FBG para determinar a velocidade de propagação do efeito rastilho. No caso apresentado na figura 3.8 obteve-se uma velocidade de $0.566 \pm 0.005 \text{ ms}^{-1}$.

Este processo foi repetido para todos os ensaios realizados e as velocidades obtidas são apresentados nos gráficos das figuras 3.9 e 3.10. O gráfico da figura 3.9 apresenta a velocidade de propagação da zona de fusão em função da potência do sinal ótico propagado e mostra que esta velocidade aumenta linearmente com a potência do sinal, porém, com um declive que depende do tipo de fibra. O gráfico da figura 3.10 revela que a velocidade de propagação em função da intensidade ótica apresenta o mesmo

Velocidade de propagação do efeito rastilho

comportamento linear para os três tipos de fibra, com um declive e ordenada na origem de, respetivamente, $0.12 \pm 0.01 \text{ ms}^{-1} \text{ MW}^{-1} \text{ cm}^2$ e $0.12 \pm 0.04 \text{ ms}^{-1}$.

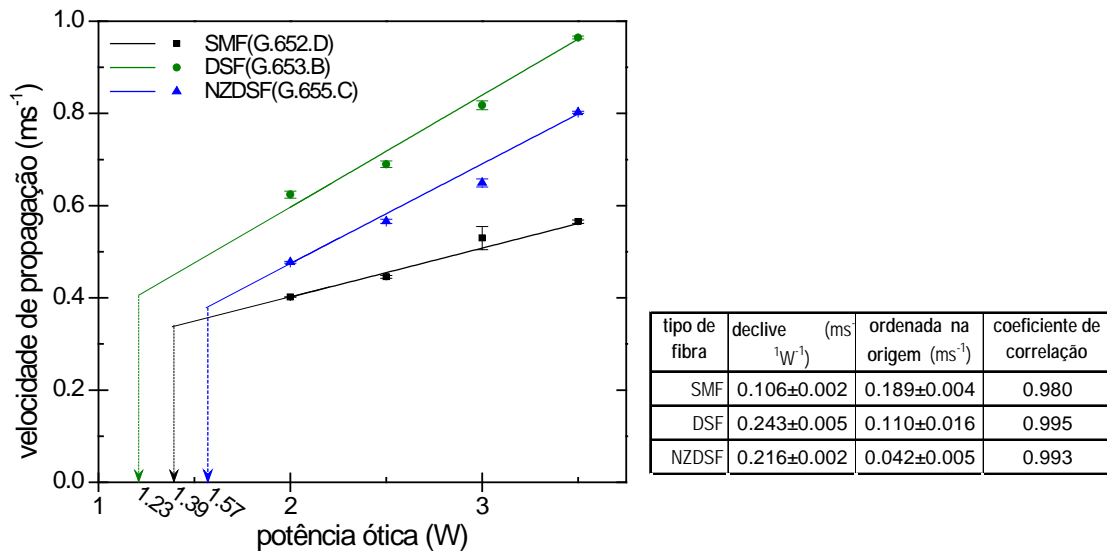


Figura 3.9. Velocidade de propagação do efeito rastilho em função da potência do sinal ótico nos três tipo de fibras considerados, as setas representam a potência ótica de limiar e as linhas correspondem aos ajustes lineares com os parâmetros da tabela da direita.

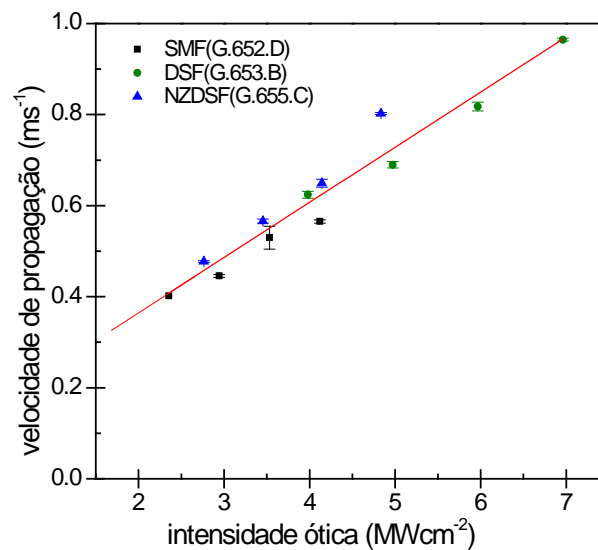


Figura 3.10. Velocidade de propagação do efeito rastilho em função da intensidade ótica na fibra, a linha representa o ajuste linear utilizando todos os pontos experimentais (coeficiente de correlação > 0.96).

Estes resultados experimentais indicam que, para o intervalo de valores estudado, a velocidade de propagação do efeito rastilho é linearmente dependente da intensidade ótica na fibra. Contudo, nos pontos correspondentes ao valor da potência ótica de limiar necessária à ignição e propagação deste fenómeno a velocidade de propagação não é nula (figura 3.10). O que sugere que para um intervalo mais largo de valores de intensidade ótica, a variação da velocidade não será linear. Além disso, os diferentes

tipos de fibra ótica estudados apresentam intensidades óticas de limiar diferentes. O que indica que a variação da velocidade com a intensidade ótica não será igual para os diferentes tipos de fibra, quando se considera um intervalo mais largo de valores de intensidade ótica.

3.5. Análise da cadeia de bolhas

Após a propagação do efeito rastilho a fibra ótica fica inutilizada apresentando no núcleo uma cadeia periódica de bolhas que impossibilita a propagação dos sinais óticos. Para estudar as características desta cadeia de bolhas analisaram-se as fibras óticas, depois de sofrerem a propagação do efeito rastilho. Observaram-se estas fibras, após a remoção do revestimento de acrilato, com o microscópio ótico Olympus, modelo BH-2. Também se analisaram cortes transversais das fibras por microscopia eletrônica de varrimento (SEM - *Scanning Electron Microscope*). A análise SEM foi efetuada com um equipamento FE-SEM Hitachi, modelo SU-70, após a deposição de carbono por evaporação.

A figura 3.11 apresenta imagens obtidas por microscopia ótica de fibras SMF depois de sofrerem propagação do efeito rastilho gerado com sinais com diferentes valores de potências óticas.

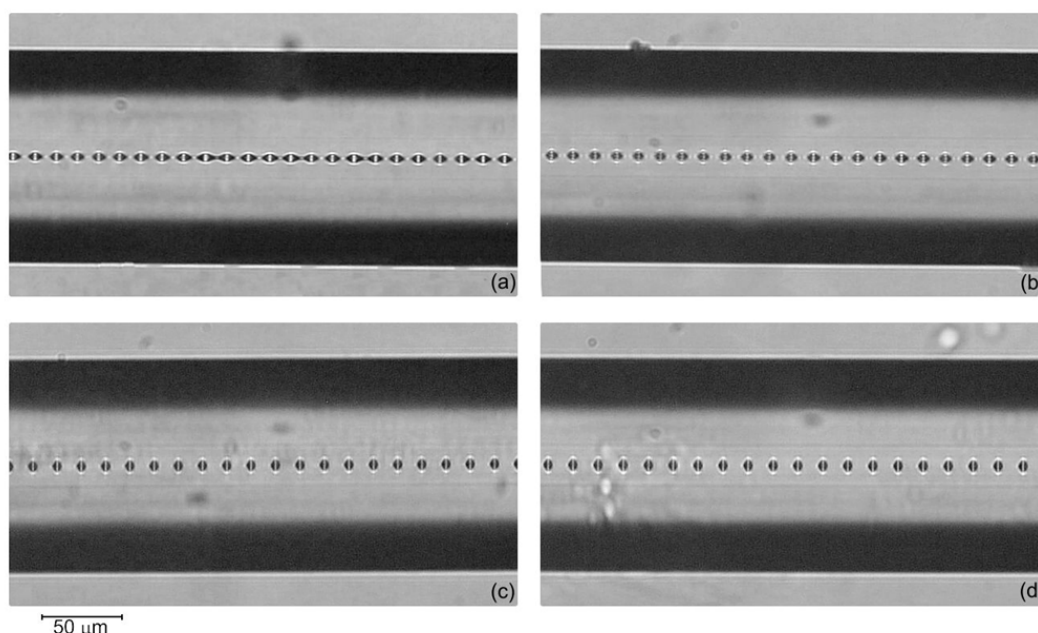


Figura 3.11 Imagens obtidas por microscopia ótica da cadeia de bolhas geradas durante a propagação do efeito rastilho numa fibra SMF para valores de potência ótica de 2.0 (a), 2.5 (b), 3.0 (c), 3.5 (d) W (imagens obtidas com ampliação de 50×).

Nestas imagens, observa-se a típica cadeia de bolhas formada durante a propagação da zona de fusão. Também é visível o aumento do espaçamento entre as bolhas com a potência do sinal ótico. Além disso verifica-se que a cadeia de bolhas produzida com uma

potência ótica de 2.0 W é irregular, pois este valor está próximo do valor de limiar necessário para a propagação e ignição do efeito rastilho. Segundo *Todoroki*, quando a potência do sinal ótica está próxima do valor de limiar, a zona de fusão perde energia frequentemente durante a propagação o que leva a formação de cadeia de bolhas não periódica (TODOROKI, 2005d).

A figura 3.12 apresenta as imagens obtidas por SEM de um corte transversal de uma bolha no núcleo da fibra ótica. Estas imagens revelam que as bolhas são formadas por uma substancia gasosa. No entanto, não foi possível determinar qual é essa substância nem a composição do núcleo depois da propagação do efeito rastilho, contudo, alguns autores sugerem que as bolhas contém oxigénio (KASHYAP et al., 1988).

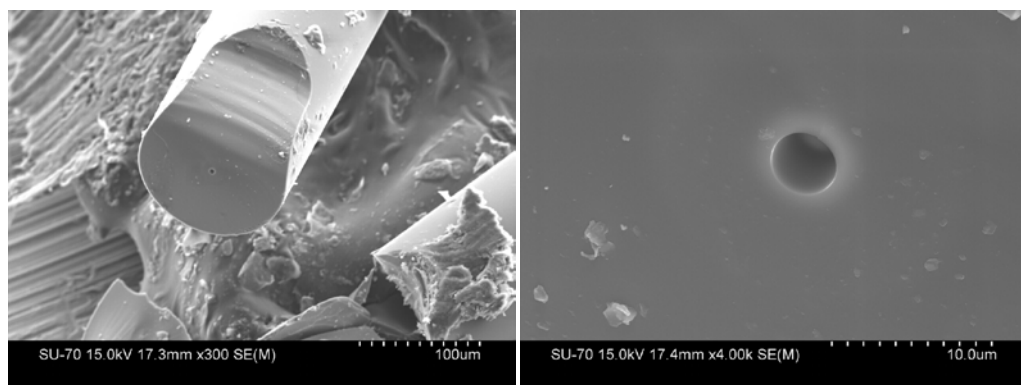


Figura 3.12 Imagens de SEM de um corte transversal da fibra SMF depois da propagação do efeito rastilho com uma potência ótica de 3.5W

A partir das imagens obtidas por microscopia ótica, estimou-se a distância média entre bolhas, através do tratamento de imagem recorrendo ao *software* ImageJ, os resultados obtidos são apresentados nas figuras 3.13, 3.14, 3.15.

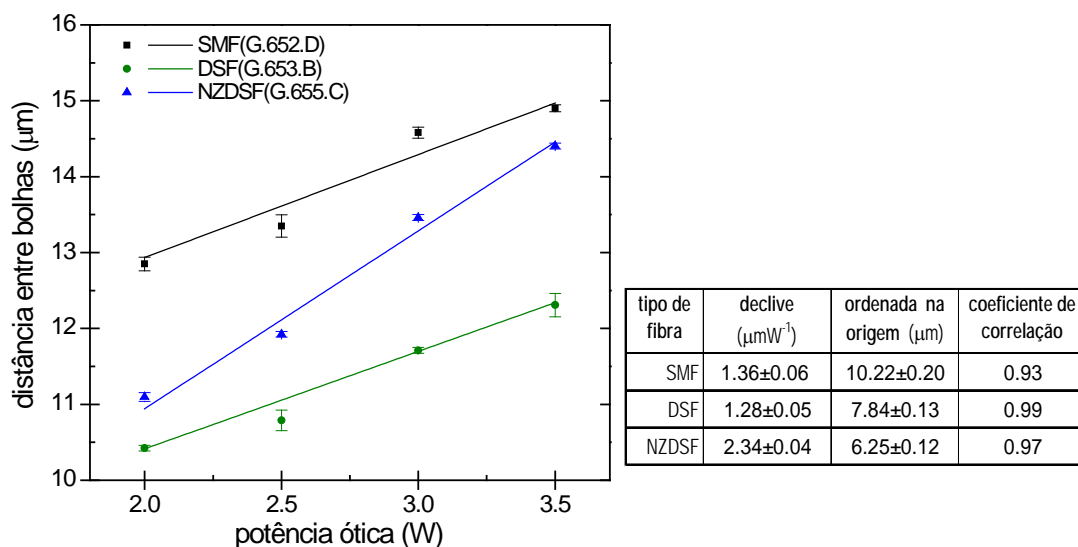


Figura 3.13. Distância entre bolhas em função da potência do sinal ótico. As linhas correspondem aos ajustes lineares com os parâmetros da tabela da direita.

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

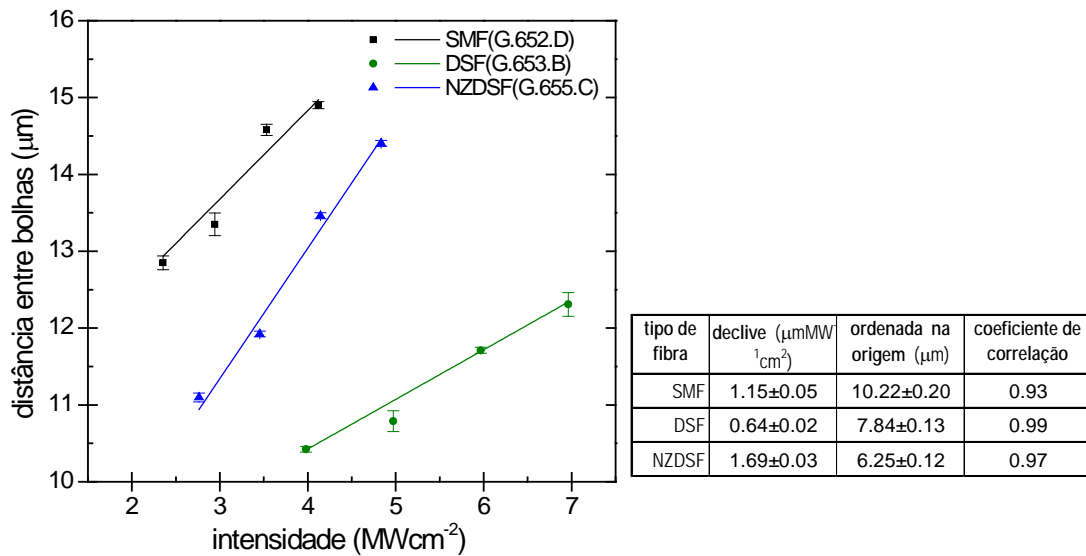


Figura 3.14. Distância entre bolhas em função da intensidade ótica na fibra. As linhas correspondem aos ajustes lineares com os parâmetros da tabela da direita.

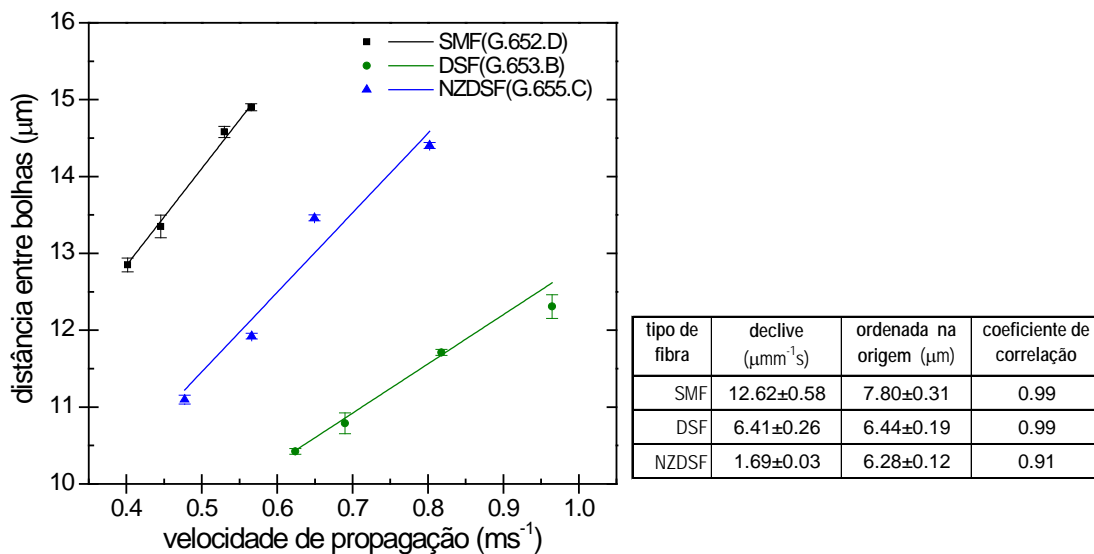


Figura 3.15. Distância entre bolhas em função da velocidade de propagação. As linhas correspondem aos ajustes lineares com os parâmetros da tabela da direita.

Os gráficos apresentados nestas figuras, mostram que a distância entre bolhas aumenta linearmente com a potência do sinal ótico, com a intensidade ótica e com a velocidade de propagação, porém, com declives diferentes para cada tipo de fibra. Contudo, o gráfico da figura 3.16, apresenta os declives do ajuste linear do gráfico da figura 3.15 em função do diâmetro de campo modal da fibra ótica. Assumindo que a velocidade de formação das bolhas é igual à velocidade de propagação da zona de fusão, este gráfico mostra o tempo entre a formação de duas bolhas consecutivas em função do diâmetro de campo modal. A relação encontrada é linear, no entanto, é baseada apenas em três pontos.

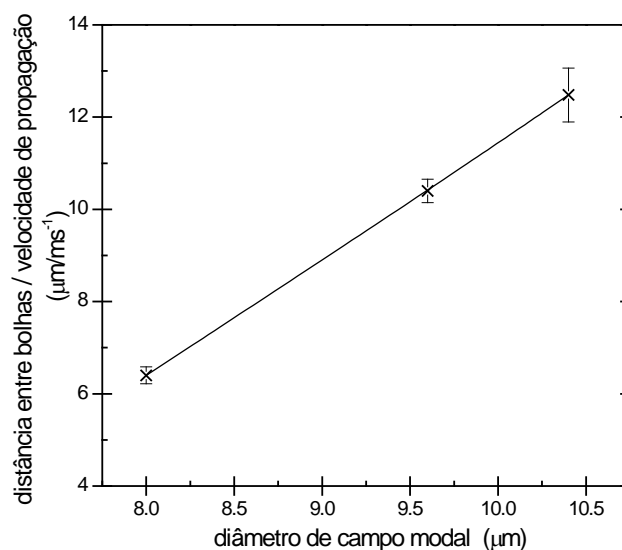


Figura 3.16. Declive entre a distância entre bolhas e a velocidade de propagação em função do diâmetro do campo modal da fibra ótica.

Estes resultados indicam que a cadeia de bolhas depende da intensidade ótica, da velocidade de propagação e do tipo de fibra, nomeadamente, do diâmetro de campo modal.

A figura 3.17 apresenta as imagens obtidas por microscopia ótica da área da fibra em que a propagação da zona de fusão parou, em duas situações diferentes: *i)* desligando a fonte do sinal ótico e *ii)* diminuindo a potência do sinal ótico gradualmente através do atenuador ótico variável.

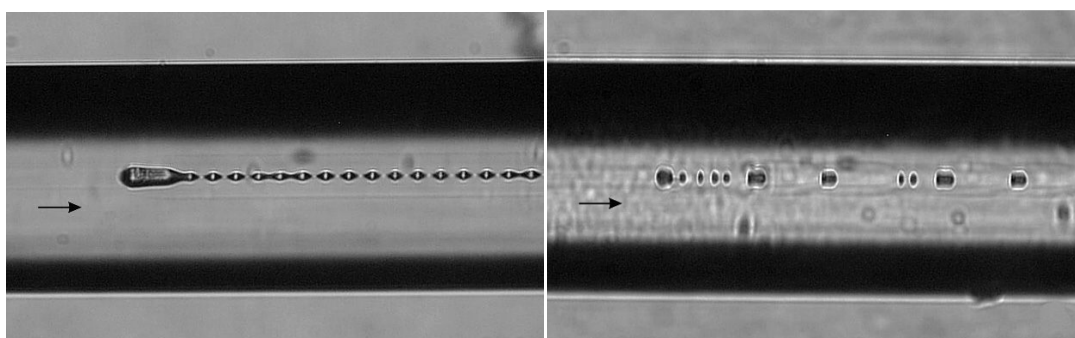


Figura 3.17. Imagens microscópicas da zona de uma fibra SMF em que efeito rastilho parou desligando a fonte do sinal ótico (esquerda) e diminuindo a potência do sinal ótico gradualmente através do atenuador ótico variável (direita) (imagens obtidas com ampliação de 50x). As setas representam o sentido de propagação do sinal ótico.

Nestas imagens, observa-se uma primeira grande bolha que, no caso em que se desligou a fonte de sinal ótico, é seguida de uma cadeia de bolhas periódica (figura 3.17 (esquerda)). Enquanto que no caso em que a potência ótica diminui gradualmente até atingir o valor de limiar o efeito rastilho, a bolha maior é seguida por uma cadeia de bolhas irregular, como se pode verificar na figura 3.17 (direita).

3.6. Temperatura da zona de fusão

A temperatura da zona de fusão é um parâmetro não conhecido com exatidão conhecida, apesar de, atualmente, supor-se que atinge valores superiores à temperatura de vaporização da sílica. Alguns autores estimaram esta temperatura considerando que o espectro do sinal ótico emitido na zona de fusão é comparável ao espectro de emissão do corpo negro, no entanto, os resultados que obtidos não estão de acordo entre si. (HAND et al., 1988a, TODOROKI, 2005a, DIANOV et al., 2006).

Considerando que o espectro do sinal ótico emitido na zona de fusão é comparável ao espectro do corpo negro. Determinou-se a temperatura desta zona utilizando as coordenadas de cor CIE do espectro do sinal ótico emitido nesta zona. Desta forma, utilizou-se mais uma vez a montagem apresentada na secção 3.2, e registou-se o espectro de emissão da zona de fusão com espectrómetro ótico da Instrument Systems, modelo Top-100, de acordo com a figura 3.18. Os espectros foram registados durante a propagação da zona de fusão gerada com sinais óticos de 2.0 W e 3.0 W, utilizando um tempo de integração de 100 ms.

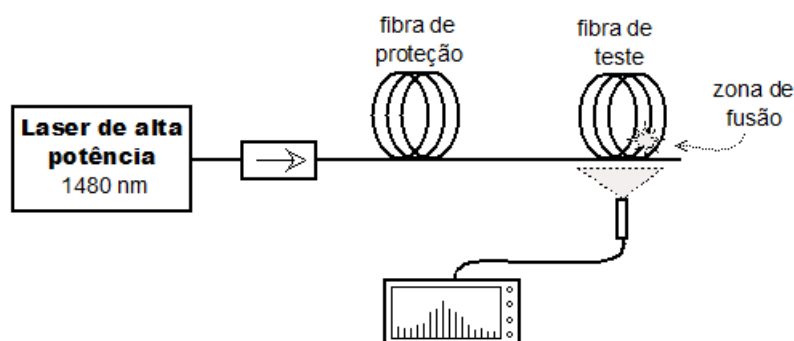


Figura 3.18. Esquema da montagem experimental utilizada para registar o espectro de emissão da zona de fusão.

Durante a propagação da zona de fusão, registou-se vários espectros para cada valor de potência ótica, verificando-se que o sinal ótico emitido nesta zona é mais intenso para o sinal ótico com potência de 3.0 W. Estes espectros apresentam semelhanças em relação ao espectro do corpo negro como se verifica na figura 3.19 onde se apresentam dois dos espectros registados. A partir destes espectros, utilizando as suas coordenadas de cor CIE (*Commission Internationale de l'Éclairage*), estimou-se a temperatura da zona de fusão.

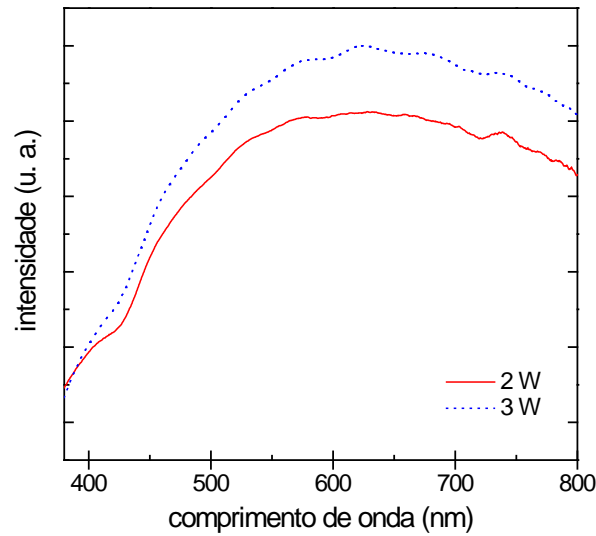


Figura 3.19. Espectros de emissão da zona de fusão gerada por dois sinais com diferentes valores de potência ótica.

O sistema de coordenadas CIE caracteriza a percepção visual das cores através de duas coordenadas de cromaticidade (x,y) que especificam um ponto no diagrama de cor, apresentado na figura 3.20. Este sistema permite descrever a cor com precisão, pois os parâmetros são obtidos a partir do espectro do sinal ótico emitido, considerando a sensibilidade padrão do olho humano. Como o olho humano possui três diferentes tipos de cones sensíveis a cores, a resposta deste é descrita em termos de três parâmetros específicos X, Y, Z , que são designados por *tristímulos*. Os valores dos *tristímulos* são dado por:

$$\begin{aligned} X &= \int_0^{\infty} \bar{x}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \\ Y &= \int_0^{\infty} \bar{y}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \\ Z &= \int_0^{\infty} \bar{z}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde $I(\lambda)$ representa a intensidade do espectro de emissão, $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ e $\bar{z}(\lambda)$ representam as funções de correspondência de cor definidas pelo CIE, que estão relacionadas com a sensibilidade de cada cone de cor do observador padrão. Para facilitar o estudo da cor o sistema de *tristímulos* é convertido para uma representação em que cada cor é caracterizada por duas coordenadas (x, y) que representam a cromaticidade, e por Y que representa a luminosidade. As duas coordenadas de cromaticidade (x,y) , relacionam-se com X, Y e Z de acordo com a equação (3.2). As diferentes cromaticidades, definidas por estas coordenadas, (x,y) , são representadas num diagrama de cor bidimensional apresentado na figura 3.20 (WYSZECKI, 1982).

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}$$

$$y = \frac{Y}{X + Y + Z} \quad (3.2)$$

No diagrama da figura 3.20 também está representado o locus de Planck ou do corpo negro, isto é a linha de cores que o espectro de emissão do corpo negro apresenta. O locus de Planck é determinado substituindo nas equações (3.1) e (3.2) $I(\lambda)$ pela intensidade espectral da emissão do corpo negro, I_b , dada pela lei de Planck:

$$I_b(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(e^{hc/\lambda k_B T} - 1 \right)} \quad (3.3)$$

onde T é a temperatura do corpo negro, c é a velocidade da luz no vácuo, h e k_B são, respectivamente, as constantes de Planck e de Boltzmann.

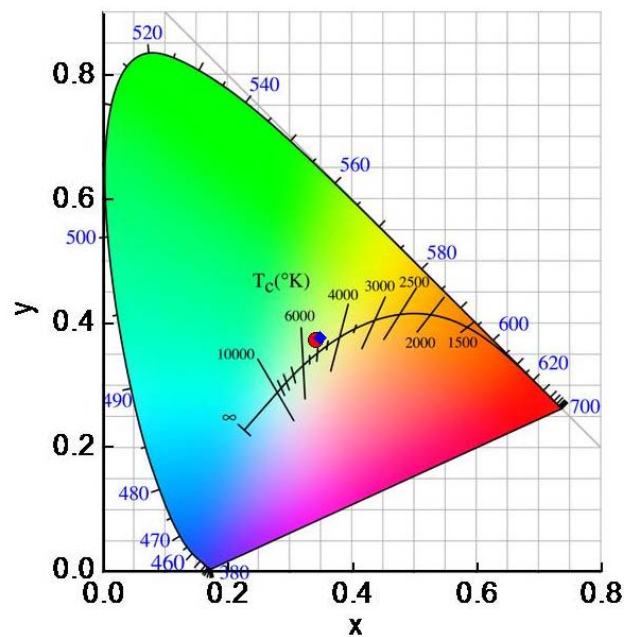


Figura 3.20. Diagrama de cor definido pela CIE com o locus de Planck, as linhas perpendiculares a este último são linhas isotérmicas que correspondem às coordenadas de cromaticidade mais próximas do ponto do locus de Planck correspondente (JUDD, 1936). As cores relativas aos espectros de emissão da zona de fusão estão assinaladas com um quadrado azul (potência ótica de 2.0 W) e um círculo vermelho (potência ótica de 3.0 W).

De acordo com metodologia apresentada definida pela CIE, e utilizando o *software* fornecido pelo espectrómetro utilizado, determinou-se as coordenadas de cromaticidade (x, y) para os espectros de emissão da zona de fusão, registados durante a propagação do efeito rastilho. As coordenadas obtidas para as duas diferentes potências óticas são apresentadas no diagrama da figura 3.20, estes pontos encontram-se perto da linha do

locus de Planck. Deste modo, para estimar a temperatura da zona de fusão, ajustou-se as coordenadas obtidas aos valores das coordenadas de cromaticidade da radiação do corpo negro e otimizou-se através do algoritmo de Nelder-Mead. Obtiveram-se temperaturas de 5196 K e 5348 K nas zonas de fusão geradas com sinais óticos com potência, respetivamente, de 2.0 W e 3.0 W, ambas com um erro inferior a 1%. Estes resultados mostram que a temperatura na zona de fusão atinge valores acima da temperatura de vaporização da sílica (~3000 K) e estão de acordo com os valores de temperatura obtidos por (DIANOV et al., 2006). Sugerem ainda que a temperatura da zona de fusão aumenta com a potência do sinal ótico propagado.

3.7. Sumário

Neste capítulo, estudou-se experimentalmente a dinâmica do efeito rastilho, gerado com sinais óticos com um comprimento de onda de 1480 nm, em três tipos de fibra ótica.

Determinou-se a potência limiar necessária à ignição e propagação do efeito rastilho para os três tipos de fibra ótica estudados. Os resultados mostraram que esta potência de limiar não é proporcional ao diâmetro de campo modal da fibra, o que indica que o limiar deste fenómeno não depende apenas da intensidade mas também da composição do núcleo da fibra ótica.

Desenvolveu-se um método experimental para determinar a velocidade de propagação da zona de fusão de forma exata. Estudou-se esta velocidade para os diferentes tipos de fibra ótica, verificando-se que esta velocidade varia com o tipo de fibra e aumenta com a potência ótica. No entanto, os gráficos da velocidade em função da intensidade ótica para cada tipo de fibra sobrepõem-se e são lineares, dentro do intervalo de valores estudado. Assim, as velocidades de propagação parecem apenas dependentes da intensidade ótica. Contudo, nos pontos correspondentes à intensidade ótica de limiar a velocidade não é nula, o que indica que a velocidade de propagação não apresentará este comportamento linear para um intervalo mais largo de valores de intensidade ótica. A técnica desenvolvida para determinar a velocidade de propagação é uma das principais contribuições deste capítulo.

Analizou-se a cadeia de bolhas formada no núcleo da fibra durante a propagação do efeito rastilho. A distância entre bolhas depende do tipo de fibra e aumenta com a potência ótica. Os resultados obtidos mostraram uma dependência entre a distância e o MFD da fibra ótica.

Por fim, estimou-se a temperatura da zona de fusão utilizando as coordenadas de cor CIE. Os resultados obtidos sugerem que a temperatura da zona de fusão atinge valores acima da temperatura de vaporização da sílica e aumenta com a potência do sinal ótico propagado.

Efeito Rastilho - Caracterização Experimental

Neste capítulo, alargou-se o estudo da propagação do efeito rastilho a outros tipos de fibra ótica, nomeadamente DSF e a NZDSF, sendo uma importante contribuição.

capítulo 4

Efeito Rastilho - Modelo Teórico

Atualmente o interesse em aperfeiçoar e complementar a teoria que explica o efeito rastilho tem aumentado consideravelmente. O recurso à simulação numérica permite propor e testar explicações para ignição e propagação deste fenómeno e além disso, possibilita a previsão do seu comportamento para diversas situações e condições. Vários modelos matemáticos têm sido propostos para descrever o efeito rastilho, contudo nenhum obteve resultados em concordância com todas as características do fenómeno.

Neste capítulo é apresentado um modelo teórico que descreve o efeito rastilho considerando os efeitos térmicos responsáveis pela sua ignição e propagação. Inicia-se com a apresentação do modelo matemático e uma breve explicação dos conceitos em que este se baseia; seguindo-se a descrição do método desenvolvido para a sua resolução. Na terceira secção apresenta-se um outro modelo numérico simplificado baseado em soluções propagantes. No último ponto, os resultados obtidos através de simulação numérica da ignição e propagação do efeito rastilho em vários tipos de fibra ótica são apresentados e comparados com os dados experimentais.

4.1. Modelo matemático

Como foi mencionado no capítulo 1, a explicação mais consensual para o efeito rastilho assume que o aquecimento do núcleo da fibra ótica, induzido pela absorção do sinal ótico, e a sua transmissão às regiões vizinhas, por difusão do calor, são os processos principais responsáveis pela ignição e propagação deste fenómeno.

Deste modo, e à semelhança da maioria dos modelos numéricos que têm sido propostos por outros autores para a propagação deste efeito (SHUTO et al., 2004c, YAKOVLENKO, 2006), desenvolveu-se um modelo baseado numa equação de difusão de calor a que se acrescenta um termo de fonte de calor. Esta equação descreve a transferência de calor, por condução térmica na fibra ótica, induzida pelo gradiente de temperatura imposto. O termo de fonte de calor traduz o aumento de energia térmica através da absorção do sinal ótico no núcleo da fibra. Uma vez que a fibra ótica se encontra em contacto com o exterior à temperatura ambiente, é necessário acrescentar um terceiro termo que descreve as trocas de energia térmica com o exterior. Estas transferências de calor acontecem por condução, convecção e por radiação, contudo neste modelo considerou-se apenas as perdas por radiação, pois, para os valores de temperatura que o núcleo da fibra atinge, são mais significativas.

Uma vez que o sinal ótico é absorvido ao longo da fibra, foi acoplada à equação de difusão de calor, uma equação diferencial ordinária (ODE - *Ordinary Differential Equation*), que descreve a evolução da potência do sinal ao longo da fibra ótica.

Tendo por objetivo reduzir o tempo de simulação, optou-se por utilizar uma representação unidimensional em que todos os parâmetros dependem da coordenada longitudinal, z , ao longo do núcleo da fibra e do tempo, t . Deste modo, a evolução temporal da temperatura local ao longo de fibra da sílica é dada pelo seguinte sistema de equações diferenciais:

$$\begin{aligned} \rho_s C_s \frac{\partial T}{\partial t} &= k_s \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \alpha \frac{P}{A_{\text{eff}}} - \frac{2\sigma_s \varepsilon}{R} (T^4 - T_0^4) \\ \frac{dP}{dz} &= -\alpha P \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde $T(z, t)$ é a temperatura do núcleo da fibra ótica, ρ_s , C_s e k_s representam respetivamente a densidade, o calor específico e a condutividade térmica da sílica. O segundo termo da equação, o termo de fonte de calor, corresponde à absorção do sinal ótico no núcleo da fibra em que α representa o coeficiente de absorção ótica, P a potência do sinal ótico e A_{eff} a área efetiva da fibra, dada por πR^2 onde R representa o raio do campo modal da fibra. O último termo representa as perdas de calor por radiação, através da superfície da fibra ótica, que depende da constante de Stefan-Boltzmann, σ_s , da emissividade da superfície da fibra, ε , e da temperatura ambiente, T_0 .

Como foi referido anteriormente, o coeficiente de absorção ótica aumenta com a temperatura e desempenha um papel fundamental na ignição e propagação deste fenómeno. Várias hipóteses têm sido propostas para explicar o aumento da absorção ótica, mas ainda nenhuma foi completamente provada, principalmente, devido à dificuldade em medir a absorção da fibra para as elevadas temperaturas que o núcleo atinge durante a propagação do efeito rastilho. Contudo a maioria dos modelos propostos resulta numa lei de Arrhenius. Como já foi referido, o modelo de *Hand e Russel* relaciona

o aumento da absorção ótica com os defeitos de germânio (Ge) que presumivelmente se formam na fibra quando a temperatura aumenta, o qual é escrito segundo uma lei de Arrhenius (HAND et al., 1988a). *Shuto et al* também sugerem que a formação dos defeitos de germânio leva ao aumento da absorção, uma vez que geram o incremento do número de elétrons livres e consequentemente da condutividade elétrica, este modelo também resulta numa lei de Arrhenius (SHUTO et al., 2004c). Outro modelo, também proposto por *Shuto et al*, que relaciona o comportamento da absorção ótica com a formação de dióxido de silício (SiO) que ocorre para temperaturas mais elevadas do que as necessárias para a formação dos defeitos de germânio, pode ser descrito por uma lei do mesmo tipo (SHUTO et al., 2004a).

Tendo em conta as considerações acima apresentadas, utilizou-se a seguinte lei de Arrhenius, para descrever o coeficiente de absorção ótica e a sua dependência com a temperatura,

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{T_e}{T}\right) \quad (4.2)$$

onde α_0 é uma constante que corresponde à absorção para temperaturas muito elevadas ($T \rightarrow +\infty$) e T_e representa uma constante que se designou por temperatura crítica.

Para criar um ponto de ignição necessário à ocorrência do efeito rastilho, assume-se que uma pequena zona da fibra se encontra a uma temperatura elevada, acima da temperatura de vaporização da sílica (~2227 K).

4.2. Método numérico

A integração numérica do sistema de equações diferenciais (4.1 e 4.2) é dificultada pela definição da malha espacial de pontos ao longo da fibra ótica. Como a temperatura na zona fusão aumenta abruptamente (figura 3.9), essa zona necessita de uma malha com maior densidade de pontos, enquanto que, nas zonas com temperatura mais reduzida é possível definir uma malha de pontos menos densa. Como a zona de fusão move-se no sentido da fonte de sinal ótico é impossível definir uma malha fixa de pontos que cumpra estes requisitos. Implementar uma malha espacial com um número elevado de pontos ao longo de toda a extensão fibra não é praticável porque o tempo de simulação seria elevado e necessitaria de uma capacidade computacional muito elevada.

Tendo em conta este problema na escolha da malha espacial, optou-se por resolver este sistema de equações utilizando uma rotina numérica da NAG[®] (*Numerical Algorithms Group*), *d03pp*. Esta rotina permite integrar um sistema de equações diferenciais parciais (PDE – *Partial Differential Equation*) com uma variável espacial, com redefinição automática da malha espacial (*adaptive spatial remeshing*), isto é, a malha de pontos é

redefinida em cada instante temporal tendo em conta os valores de temperatura desse instante e mantendo o número total de pontos. O passo temporal também é definido automaticamente nesta rotina.

Ao integrar as equações (4.1 e 4.2) considerou-se um comprimento de fibra, l_f , suficientemente grande para que a zona de elevada temperatura não chegue à fronteira da fibra, contudo utilizaram-se as condições fronteiras descritas pela equação (4.3) que representam o equilíbrio térmico destes pontos do segmento numérico com a restante fibra. Considerou-se que o sinal ótico é injetado na posição $z=0$.

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0 \wedge z=l_f} = 0 \quad (4.3)$$

Verificou-se que um comprimento de fibra de 3 cm, dividido numa malha com 3000 pontos, é suficiente para as simulações realizadas. Como condição inicial, assume-se que a fibra se encontra à temperatura ambiente de 300 K, exceto na zona de ignição em que assume um perfil de temperatura gaussiano centrado no ponto $z=1.5$ cm, com uma largura a meia altura de 3 mm e uma temperatura máxima de 2900 K.

Apesar de ocorrer ignição e propagação do efeito rastilho em fibra com núcleo de sílica pura e mesmo com outros tipos de dopantes (DAVIS et al., 1997), este trabalho centra-se no estudo de fibra óticas usualmente utilizadas em telecomunicações que possuem um núcleo dopado com germânio. Assim, inicialmente α_0 e T_e são calculados através do modelo baseado na formação dos efeitos de germânio apresentado por Shuto et al (SHUTO et al., 2003, 2004c), que resulta nas seguintes expressões:

$$\alpha_0 = \frac{c\mu_0 e\mu_e n_p}{2n_1} \quad \text{e} \quad T_e = \frac{E_f}{k_B} \quad (4.4)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vazio, c a velocidade da luz, e a carga elétrica elementar, μ_e ($50 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) representa a mobilidade do eletrões no núcleo de sílica, n_1 (1.47) é o índice de refração do núcleo da fibra, E_f (2.5 eV) e n_p ($1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) representam, respetivamente, a energia de formação e a concentração dos precursores dos centros de Ge (SHUTO et al., 2004c). Usando estes valores obteve-se um valor de $1.76 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ para α_0 e de $2.9 \times 10^4 \text{ K}$ para T_e .

Neste modelo desprezou-se a variação das propriedades térmicas da sílica com a temperatura. Além disso, não se considerou as alterações de fase nem as reações químicas que podem ocorrer para as elevadas temperaturas que o núcleo da fibra atinge. Deste modo utilizou-se as propriedades da sílica da tabela 4.1 e considerou-se um valor de 0.9 para a emissividade, ε .

Tabela 4.1 Propriedades do vidro de sílica

ρ_s	2200 kg m ⁻³
k_s	2 Wm ⁻¹ K ⁻¹
C_s	1430 Jkg ⁻¹ K ⁻¹

4.2.1. Resultados

Integrou-se numericamente o sistema de equações (4.1) com α dado por 4.2, considerou-se a fibra SMF apresentada na tabela 4.1 e um sinal ótico com uma potência de 2.0 W e comprimento de onda de 1480 nm. O gráfico da figura 4.1, apresenta o perfil de temperatura em função do tempo, este perfil representa a passagem da zona de fusão num determinado ponto fixo da fibra ($z=1.45$ cm). Neste gráfico a temperatura aumenta rapidamente até atingir um valor máximo, diminuindo em seguida de forma exponencial. O perfil numérico de temperatura é semelhante ao que foi obtido experimentalmente (figura 3.9), contudo, a temperatura atinge valores mais elevados nos resultados simulados, pois estes são estimados para o núcleo da fibra, enquanto que experimentalmente a medida efetuou-se na superfície da fibra.

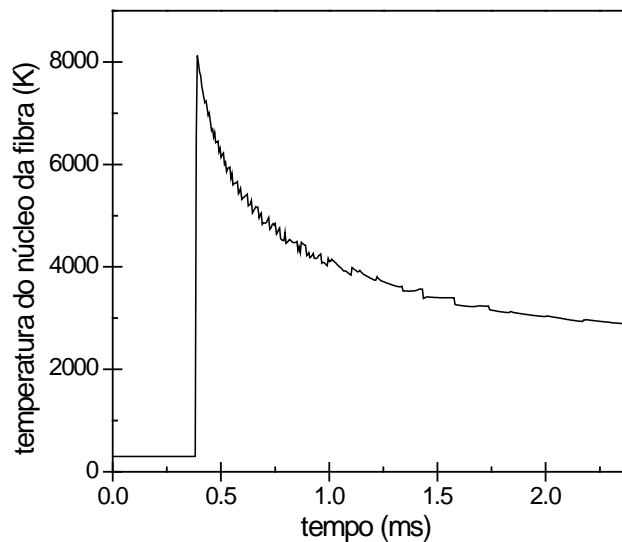


Figura 4.1. Perfil de temperatura do núcleo da fibra ótica na posição $z=1.45$ cm em função do tempo, para uma potência ótica de 2.0 W.

Este impulso térmico propaga-se no sentido da fonte ótica ($-z$) com velocidade constante, como se verifica no gráfico da figura 4.2 que apresenta o perfil de temperatura ao longo da fibra em diversos instantes temporais.

Efeito Rastilho - Modelo Teórico

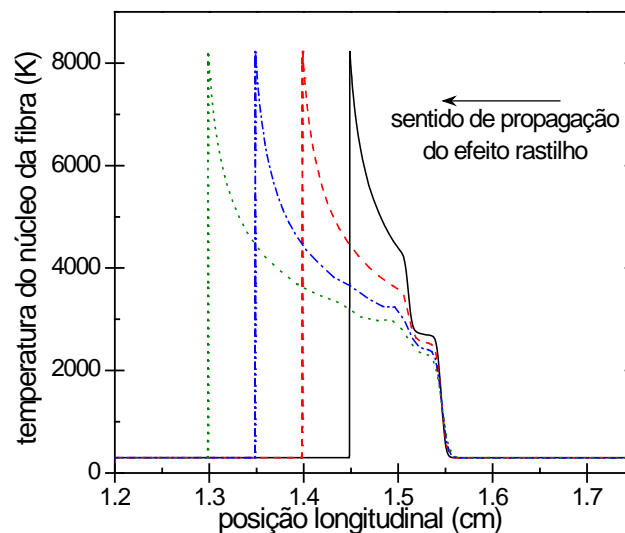


Figura 4.2. Perfil de temperatura ao longo do núcleo da fibra ótica (eixo z) para diversos instantes temporais separados por 1 ms (o tempo aumenta da direita para a esquerda), obtidos para uma potência ótica de 2.0 W.

Na figura 4.3, apresentam-se os perfis de potência ótica ao longo da fibra, verificando-se que a potência ótica diminui drasticamente para valores próximos de zero, na zona em que o valor de temperatura aumenta, como consequência do aumento do coeficiente de absorção ótica que atinge valores extremamente elevados, como se pode verificar na figura 4.4. Nesta secção, este perfil de potência é designado por frente de potência ótica. Estes resultados indicam que o sinal ótico é completamente absorvido nesta região que corresponde à zona de fusão.

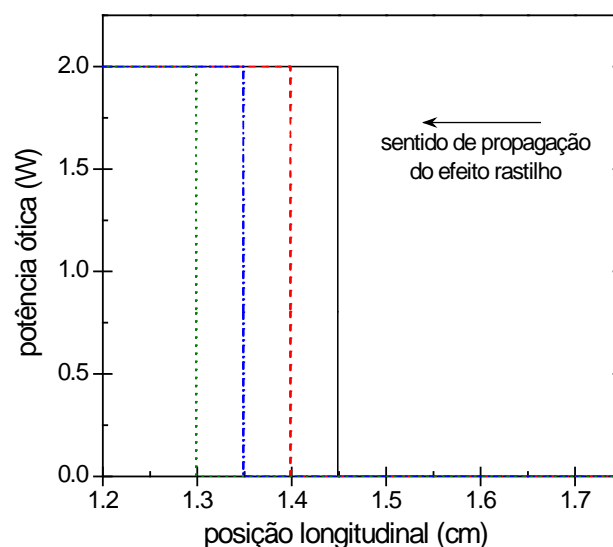


Figura 4.3. Distribuição da potência ótica ao longo do núcleo da fibra ótica (eixo z) para vários instantes temporais separados por 1 ms (o tempo aumenta da direita para a esquerda), obtida para uma potência ótica de 2 W.

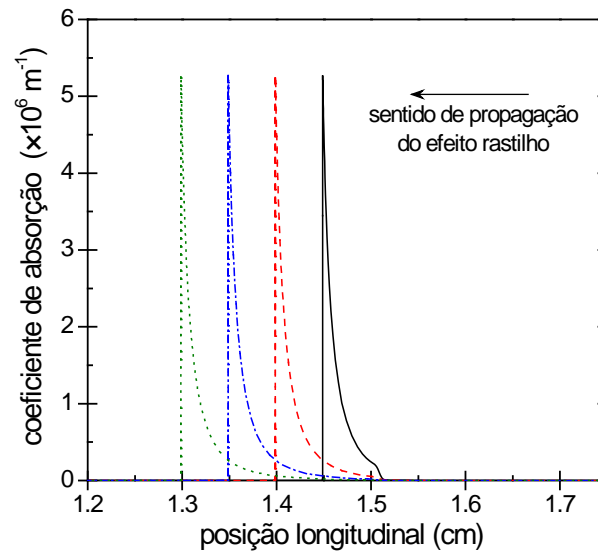


Figura 4.4. Perfil do coeficiente de absorção ao longo do núcleo da fibra ótica (eixo z) para diversos instantes temporais separados por 1 ms (o tempo aumenta da direita para a esquerda), obtida para uma potência ótica de 2.0 W.

Através da evolução temporal dos valores máximos de temperatura ao longo da fibra ótica (eixo z), apresentada na figura 4.5, estimou-se a velocidade para a propagação da zona de fusão, através de um ajuste linear, obtendo-se uma velocidade de $0.9947 \pm 0.0002 \text{ ms}^{-1}$.

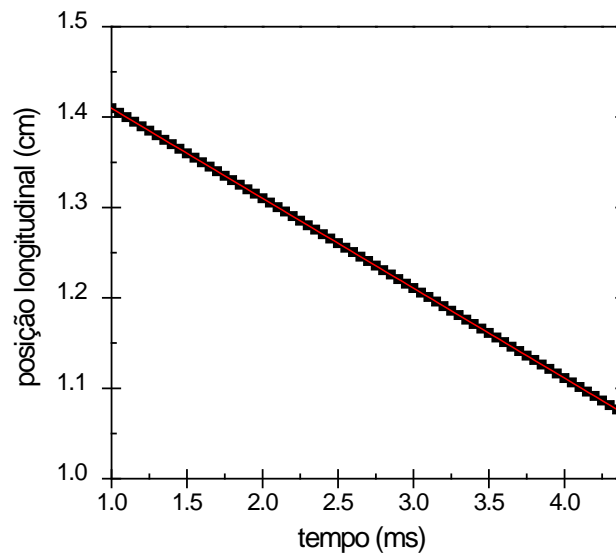


Figura 4.5. Posição longitudinal, z , do valor máximo de temperatura do núcleo da fibra ótica em função do tempo, a linha corresponde ao ajuste linear (coeficiente de correlação =1).

Os resultados das figuras 4.1, 4.2 e 4.3 estão de acordo com os resultados experimentais e com pressupostos apresentados na introdução, contudo o valor obtido numericamente para a velocidade de propagação do efeito rastilho é significativamente superior ao valor

obtido experimentalmente na fibra SMF com uma potência ótica de 2.0 W ($0.402 \pm 0.001 \text{ ms}^{-1}$). Esta discrepância pode ser atribuída ao valor considerado para o coeficiente de absorção, pois de acordo com *Hand et al*, o valor de α_0 depende da concentração de Ge e do comprimento de onda utilizado, não sendo possível obter informação para a concentração de Ge da fibra utilizada.

4.3. Modelo numérico baseado em soluções propagantes

O modelo descrito na secção 4.1 assemelha-se a modelos que descrevem uma onda de combustão, que são constituídos por uma equação de difusão do calor acoplada a uma equação que descreve o consumo de combustível (WEBER et al., 1997). Além disso, os resultados e as simulações apresentadas na secção anterior, revelam a existência de soluções propagantes idênticas às soluções para a propagação da chama de combustão, nomeadamente, o impulso de temperatura elevada e a frente de potência ótica que se propagam com velocidade constante. Esta frente de potência ótica une os dois patamares da potência ótica, $P=P_0$ no início da fibra, extremidade de injeção do sinal ótico, e $P=0$ na outra extremidade da fibra após a zona de fusão. A semelhança entre os dois modelos é ainda maior quando se utiliza uma lei de Arrhenius para descrever o aumento da absorção com a temperatura, visto que a taxa da combustão exotérmica é descrita por uma lei deste tipo.

Considerando as semelhanças acima descritas, utilizaram-se procedimentos semelhantes aos utilizados nos modelos para a propagação da chama de combustão, com o objetivo de simplificar e resolver o sistema de equações (4.1).

Como se verificou o sistema (4.1) têm soluções propagantes para a temperatura e potência, assim definiu-se uma variável propagante. Para isso, começou-se por realizar a seguinte adimensionalização:

$$\theta = \frac{T}{T_e}, \quad p = \frac{P}{P_0}, \quad \zeta = \frac{z}{L} \quad \text{e} \quad \tau = \frac{k_s t}{\rho_s C_s L^2}$$

onde $L = \frac{\pi k_s T_e R^2}{P_0}$

(4.5)

que transforma o sistema 4.1 em

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} + \beta \exp[-1/\theta] p - \gamma (\theta^4 - \theta_r^4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \zeta} = -\beta \exp[-1/\theta] p$$
(4.6)

onde os parâmetros adimensionais β , γ e θ_r são dados por:

$$\beta = L\alpha_0, \quad \gamma = \frac{2\pi^2 \sigma_s \varepsilon T_e^5 k_s R^3}{P_0^2} \quad \text{e} \quad \theta_r = \frac{T_0}{T_e} \quad (4.7)$$

Considerando que existem soluções que viajam no sentido da fonte de sinal definiu-se uma variável propagante da forma $\eta = \zeta + v\tau$, em que v corresponde à velocidade adimensional e a temperatura e a potência ótica têm perfis constantes no tempo, nomeadamente, $\theta = f(\eta)$ e $p = g(\eta)$. Desta forma, o sistema 4.6 transforma-se nas seguintes equações diferenciais ordinárias (ODEs – *Ordinary Differential Equations*) para f e g :

$$\begin{aligned} f'' - vf' + \beta \exp[-1/f] g - \gamma(f^4 - \theta_r^4) &= 0 \\ g' + \beta \exp[-1/f] g &= 0 \end{aligned} \quad (4.8)$$

De acordo com a existência de um impulso de temperatura e uma frente de potência ótica propagantes, acrescentaram-se as seguintes condições fronteira:

$$\begin{aligned} f &\rightarrow \theta_r \quad \text{se } \eta \rightarrow \pm\infty \\ g &\rightarrow 1 \quad \text{se } \eta \rightarrow -\infty \\ g &\rightarrow 0 \quad \text{se } \eta \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (4.9)$$

O sistema (4.8) foi integrado, mas não foi possível encontrar soluções para $f(\eta)$. Para melhor analisar o problema, descreveu-se este sistema por três equações de 1º grau:

$$\begin{aligned} f' &= f' \\ f'' &= vf' - \beta \exp(-1/f) g + \gamma(f^4 - \theta_r^4) \\ g' &= -\beta \exp(-1/f) g \end{aligned} \quad (4.10)$$

Igualando a zero os membros direitos obtemos os pontos de equilíbrio (GRIMSHAW, 1993) que correspondem às caudas do impulso de temperatura e aos patamares da frente de potência ótica. De facto, $(\theta_r, 0, 0)$ é um ponto de equilíbrio deste sistema que corresponde ao limite $\eta \rightarrow +\infty$. No entanto, a linearização do sistema em torno deste ponto de equilíbrio revela que a taxa com que o sistema linear atinge $(\theta_r, 0, 0)$ é muito baixa (os valores próprios negativos são muito próximos de zero). Uma nova análise da figura 4.2 revela que os perfis dos impulsos de temperatura não são exatamente constantes, a extremidade após a zona de fusão cresce com o tempo, o que indica que o impulso de temperatura de forma constante no tempo não existe.

Desprezando o termo de perdas de calor por radiação em (4.6), o perfil de temperatura propagante torna-se uma frente de temperatura constante no tempo (figura 4.6). Isto é, a temperatura aumenta rapidamente estabilizando, em seguida, no valor máximo.

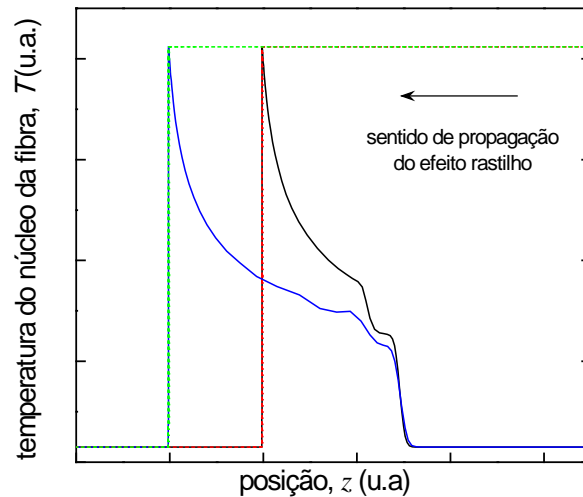


Figura 4.6. Perfil de temperatura ao longo da fibra óptica para dois instantes temporais. Considerando o termo de perdas de calor (linhas contínuas) e desprezando este termo (linhas tracejadas).

Apesar de não ser a situação real na fibra óptica, a análise deste problema simplificado pode revelar algumas características do problema completo. Desprezando o termo de perda de calor, $\gamma = 0$, o sistema diferencial (4.11) fica:

$$\begin{aligned} f'' - \nu f' + \beta \exp(-1/f) g &= 0 \\ g' + \beta \exp(-1/f) g &= 0 \end{aligned} \quad (4.11)$$

sendo as condições fronteira:

$$\begin{aligned} f &\rightarrow \theta_r \quad \text{e} \quad g \rightarrow 1 \quad \text{se} \quad \eta \rightarrow -\infty \\ f &\rightarrow f^{\max} \quad \text{e} \quad g \rightarrow 0 \quad \text{se} \quad \eta \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (4.12)$$

Este sistema mais simples é idêntico ao sistema de ODEs utilizado para descrever a propagação da chama de combustão em combustíveis sólidos.

4.3.1. Análise com método de perturbação

Aproveitando a semelhança entre os sistemas (4.11) e (4.12) e os modelos que descrevem a onda de combustão em combustíveis sólidos, seguiram-se os procedimentos de (WEBER et al., 1997) e calculou-se uma solução aproximada utilizando um método de perturbação. Nesta abordagem, considerou-se a temperatura ambiente

nula em (4.12), isto é $\theta_r = 0$. Para permitir esta análise transformou-se o sistema (4.11) numa única equação e para isso subtraiu-se as equações obtendo-se:

$$f'' - \nu f' - g' = 0 \quad (4.13)$$

que ao integrar uma vez, resulta em:

$$f' - \nu f - g = \text{constante} \quad (4.14)$$

Como na extremidade inicial da fibra ótica (extremidade de injeção do sinal) $f' = f = 0$ e $g = 1$ a constante de integração fica -1 . Assim, aplicando-se a equação (4.14) na extremidade final da fibra obtém-se uma relação entre o valor máximo de f e ν , dada pela equação (4.15).

$$f^{\max} = \frac{1}{\nu} \quad (4.15)$$

Retomando o objetivo de encontrar uma única equação, substituindo-se, g na primeira equação do sistema (4.11) e utilizando a equação (4.14), obtém-se:

$$f'' - \nu f' + \beta \exp(-1/f)(1 + f' - \nu f) = 0 \quad (4.16)$$

Tendo em consideração os resultados obtidos anteriormente, pode-se considerar que a fibra é dividida em duas regiões: uma antes da zona em que a temperatura aumenta a partir do zero, extremo inicial, e a outra depois desta zona onde a temperatura estabiliza no valor máximo. Estas regiões estão ligadas através de uma zona de transição muito estreita (figura 4.6). Longe desta região de transição o termo da fonte de calor, $\exp(-1/f)(1 + f' - \nu f)$ pode ser desprezado, de modo que a equação aproximada é dada por:

$$f'' - \nu f' = 0 \quad (4.17)$$

Esta equação é uma ODE de 2º grau com coeficientes constantes cuja solução geral é dada por $f(\eta) = A + Be^{\nu\eta}$. No extremo esquerdo, $A = 0$ mas no extremo direito $A = 1/\nu$ e $B = 0$, ou seja:

$$f(\eta) = \begin{cases} Be^{\nu\eta} & \eta \rightarrow -\infty \\ 1/\nu & \eta \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.18)$$

Efeito Rastilho - Modelo Teórico

Estas duas soluções dos extremos podem coincidir em $\eta = \eta_0$ para um valor específico de B ($B = e^{-\eta_0/\nu}$), no entanto, neste ponto as derivadas não são iguais. Estas duas soluções aproximadas nos extremos do domínio devem ser combinadas utilizando o método de uma camada de canto (*corner layer*) (HOLMES, 1995).

Recorrendo a um procedimento típico utilizado em camadas de canto e assumindo um β elevado, introduziu-se uma coordenada independente alongada e uma correção para f na camada de canto em torno de $\eta = \eta_0$, ou seja:

$$s = \beta\eta \quad \text{e} \quad \varphi(s) = f - 1/\nu \quad (4.19)$$

Introduzindo estas novas variáveis na equação (4.16) e desprezando os termos menores que β^2 , obtém-se:

$$\varphi'' + \varphi' \exp\left(\frac{-1}{1/\nu + \varphi}\right) = 0 \quad (4.20)$$

Como se pretende soluções tal que $|\varphi| \ll 1$, linearizou-se o termo dentro da exponencial em torno de $\varphi = 0$ resultando em:

$$\varphi'' + \varphi' \exp(-\nu + \nu^2 \varphi) = 0 \quad (4.21)$$

Esta equação foi integrada uma vez ficando:

$$\varphi' + \frac{e^{-\nu}}{\nu^2} \exp(\nu^2 \varphi) = \text{constante} \quad (4.22)$$

Aplicando as condições fronteiras para $s \rightarrow \infty$, nomeadamente $\varphi = \varphi' = 0$, obtém-se a constante de integração, $e^{-\nu}/\nu^2$, e através de uma segunda integração chega-se à seguinte expressão para φ

$$\varphi(s) = \frac{1}{\nu^2} \log\left(\frac{e^{-\nu}}{e^{-e^{-\nu}(s+C)} + e^{-\nu}}\right) \quad (4.23)$$

Para $s \rightarrow -\infty$, esta última equação aproxima-se assintoticamente a uma reta dada por:

$$\varphi(s) \sim -1/\nu + \frac{e^{-\nu}}{\nu^2} (s + C) \quad (4.24)$$

esta relação não está de acordo com a hipótese de $|\varphi|$ apresentar um valor pequeno. Contudo, considerando que o declive desta solução assintótico para $s \rightarrow -\infty$ deve coincidir com o declive de f para $\eta \rightarrow \eta_0^-$ obtém-se uma estimativa para a velocidade em função de β . Para combinar $\varphi(s)$ e $f(\eta)$, utiliza-se uma variável intermediária, x , de forma que:

$$s = \beta^\delta x \text{ e } x = \beta^{1-\delta} \eta \text{ com } 0 < \delta < 1 \quad (4.25)$$

Os declives de f e φ acima referidos ficam:

$$\begin{aligned} \frac{df}{dx}(x_0^-) &= \beta^{\delta-1} \frac{df}{d\eta}(\eta_0^-) = \beta^{\delta-1} \\ \frac{d\varphi}{dx}(x \rightarrow -\infty) &= \beta^\delta \frac{d\varphi}{ds}(s \rightarrow -\infty) = \beta^\delta \frac{e^{-v}}{v^2} \end{aligned} \quad (4.26)$$

O que resulta em:

$$\beta \sim \frac{v^2}{e^{-v}} \quad (4.27)$$

4.3.2. Validação

Para validar o modelo acima apresentado, integrou-se numericamente os sistemas (4.11) e (4.6) e comparou-se os resultados obtidos, os quais também foram utilizados para confirmar a expressão aproximada para v (4.27).

Integrou-se o sistema (4.6) com $\gamma = 0$, utilizando a rotina numérica da NAG[®] *d03pp*, já apresentada na secção 4.2, para seis diferentes valores de β no intervalo [10, 10000], ocorrendo ignição do efeito rastilho para todos os valores utilizados.

Integrou-se numericamente o sistema (4.11) através do método de *shooting* partindo de $\eta = \eta_\varepsilon$ onde:

$$f = \varepsilon \ll 1, \quad f' = v\varepsilon \quad \text{e} \quad g = 1 \quad (4.28)$$

Considera-se uma estimativa inicial para v integrando-se o sistema até um valor de η no qual f' e g apresentem valores suficientemente pequenos. Em seguida, v é alterado de modo a obter uma solução em que, o valor de $(f')^2 + g^2$, no extremo direito, é menor que 10^{-7} . A integração foi realizada utilizando a rotina numérica da NAG[®] *D02PCF*, que

utiliza o método Runge-Kutta, e a rotina de minimização E04FCF, também da NAG[®]. Começou-se por integrar o sistema para $\beta = 500$, utilizando como primeira estimativa para a velocidade o valor obtido na integração numérica do sistema (4.6). De seguida procuram-se soluções para um intervalo maior de β , utilizando como primeira estimativa de v o valor obtido para o parâmetro β mais próximo. Este procedimento foi utilizado num intervalo de $\beta \in [1, 50000]$, obtendo-se soluções para todos os valores de β , o que sugere, que o sistema admite soluções para todos os valores de β positivos, tal como expectável porque as perdas de calor não foram consideradas.

Os perfis de temperatura propagantes, obtidos por integração numérica dos sistemas (4.6) e de ODEs (4.11), são apresentados na figura 4.7, verificando-se que estes perfis são idênticos.

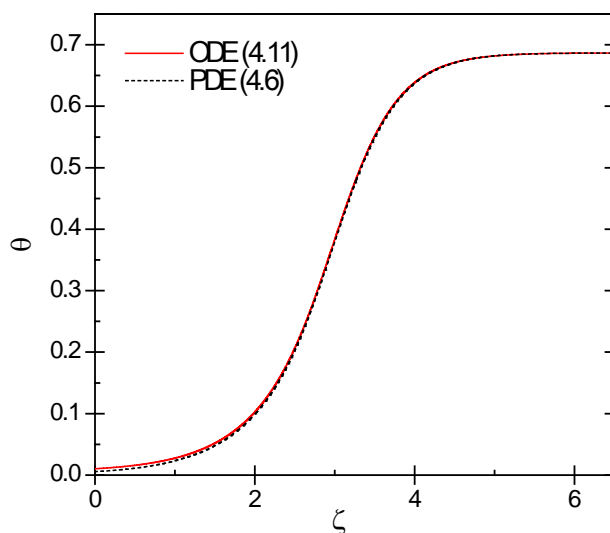


Figura 4.7. Temperatura adimensional, θ , em função do parâmetro adimensional ζ , obtido pelos diferentes métodos com β de 10.

Na figura 4.8 são apresentados os resultados para a velocidade adimensional obtidos por estes dois métodos, juntamente com os resultados obtidos através da expressão (4.27). Estes resultados estão de acordo entre si, sendo a diferença relativa entre os valores obtidos através da resolução numérica da PDE (4.6) e da ODE (4.11) menor que 0.2 %, esta diferença deve-se ao diferente nível de ruído numérico dos dois métodos. Salienta-se que, apesar de a expressão (4.27) ser obtida assumindo um valor elevado para β , os valores obtidos através desta expressão também são concordantes, obtendo-se um erro relativo máximo de 5.3 % entre estes valores e os valores obtidos através da ODE (4.11).

No mesmo gráfico, apresentam-se também os resultados da integração da PDE (4.6) com um valor para θ_r de 0.0103, que corresponde a uma temperatura ambiente de 300 K. A diferença relativa entre os valores da velocidade adimensional obtidos com temperatura

ambiente nula e não nula é menor que 6.0 %. Para permitir uma melhor visualização da dependência de v com β , inseriu-se, na figura 4.8, um gráfico com β em escala linear com um intervalo de valores que inclui os pontos correspondentes aos valores experimentais apresentados no capítulo 3.

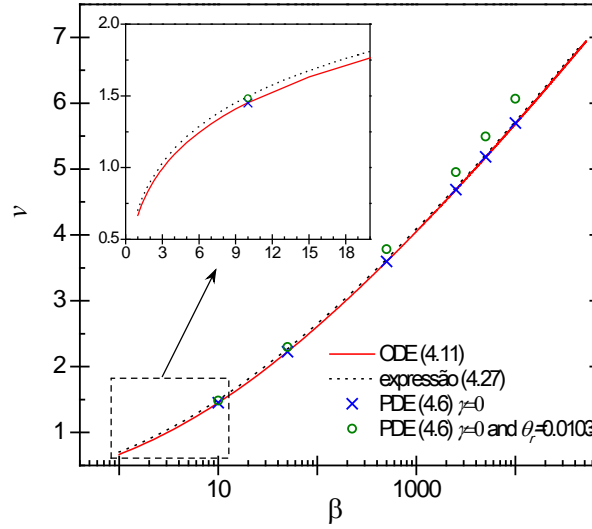


Figura 4.8. Velocidade adimensional, v , em função do parâmetro adimensional, β , obtida com os diferentes métodos (a escala de β é logarítmica no gráfico principal e linear no gráfico inserido).

Para confirmar a expressão (4.15), é apresentado na figura 4.9 a relação entre o valor máximo de f e os valores da velocidade adimensional, obtidos através do método de *shooting*. Verificou-se que esta relação apresenta uma concordância absoluta, como esperado, pois a expressão (4.15) é um resultado exato.

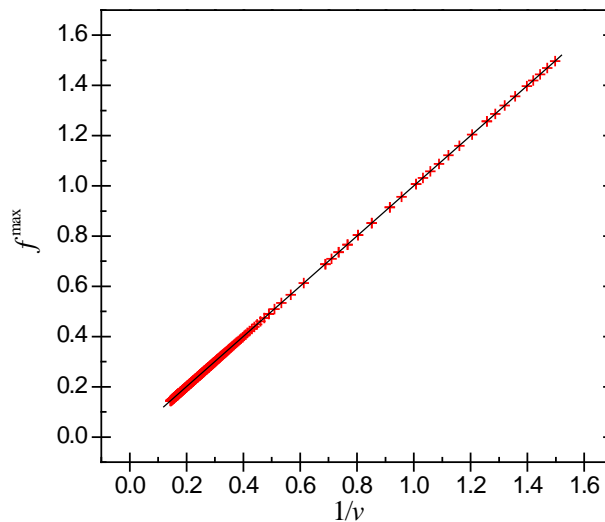


Figura 4.9. Relação entre f^{\max} e a velocidade adimensional, v , obtida com a ODE (4.11) (a linha representa $y = x$).

O modelo simplificado de ODEs é equivalente à PDE correspondente, pois obteve-se um acordo considerável entre os resultados obtidos por estes dois modelos, reduzindo o tempo de simulação em relação à integração da PDE. Além disso, permitiu obter a expressão 4.27, expressão aproximada que fornece uma estimativa para a velocidade adimensional, v . Deste modo, este modelo pode ser útil para propor e testar explicações para a propagação do efeito rastilho observado em diferentes tipos de fibras. No entanto, será sempre necessário o modelo completo da PDE, com o termo de perdas e $T_0 \neq 0$, para descrever todos os fenómenos que ocorrem durante a propagação do efeito rastilho.

Estes resultados adimensionais podem ser convertidos em valores reais. Assim, a expressão para converter a velocidade em valores reais (v) é dada por:

$$v(I) = \frac{I}{\rho_s C_s T_e} v(\beta(\alpha_0, I)) \quad (4.29)$$

Através da análise desta expressão verifica-se que a relação entre a velocidade de propagação do efeito rastilho e a intensidade ótica (I) não é linear, como é sugerido pelos resultados experimentais apresentados no capítulo 3 e por diversos autores. De facto, a proporcionalidade entre a velocidade real, v , e a velocidade adimensional, v , é linear com a intensidade, I , mas β é inversamente proporcional a I e v varia de forma não linear com β , como se observa na figura 4.8, sendo o seu valor aproximado pela expressão (4.27).

Por conseguinte, utilizou-se os resultados obtidos através da resolução das ODEs para estimar os parâmetros da lei de Arrhenius (4.2) para a fibra SMF, uma vez que os parâmetros utilizados na simulação efetuada na secção 4.2.1 provavelmente não são os mais adequados para este tipo de fibra, pois a velocidade de propagação numérica e experimental não são coincidentes. Assim, ajustou-se o valor de α_0 para a fibra SMF, utilizando os valores experimentais e dimensionais da velocidade da zona de fusão. Este ajuste foi realizado através de uma rotina numérica do MATLAB®, em que se implementou a expressão (4.29), os resultados da integração do sistema (4.11) apresentados na figura 4.8 e as velocidades experimentais obtidas para a fibra SMF e apresentadas na figura 3.10. Considerou-se novamente o valor de 29000 K para o parâmetro T_e e as propriedades térmicas da sílica apresentadas na tabela 4.1. Neste cálculo também se considerou as características da fibra SMF da tabela 3.1 e o comprimento de onda do sinal utilizado nos ensaios experimentais (1480 nm). Obteve-se um ajuste (ver figura 4.10) com um coeficiente de correlação superior a 0.96, que resulta num valor para α_0 de $(3.9 \pm 0.6) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Salienta-se que, com este valor de α_0 , os valores de potências óticas utilizadas nos ensaios experimentais correspondem a valores de β no intervalo [6.5, 11.4].

Para validar este procedimento, integrou-se o sistema (4.1) utilizando o valor de α_0 obtido no ajuste e o método descrito na secção 4.2. A figura 4.10 apresenta os valores da velocidade de propagação experimentais, a linha de ajuste e os valores da integração

numérica de (4.1). Observa-se uma diferença entre a linha de ajuste e os valores da integração da PDE com o valor de α_0 obtido, que se deve à introdução do termo de perdas por radiação e por se considerar a temperatura ambiente diferente de zero (300 K), contudo esta diferença é menor que 7.5 %, o que se traduz numa diferença máxima de 10.0 % entre os valores experimentais e numéricos da velocidade de propagação.

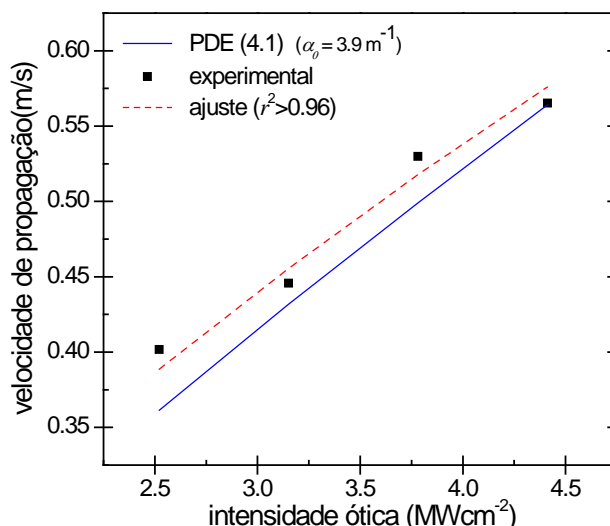


Figura 4.10 Velocidade de propagação da zona de fusão em função da intensidade ótica, resultados de ensaios experimentais e de simulação numérica, para a fibra SMF.

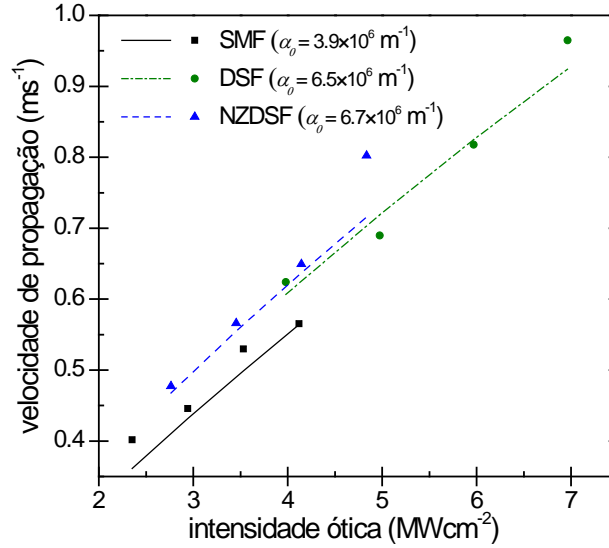
4.4. Simulação para vários tipos de fibra

Considerando os resultados obtidos no ajuste da fibra SMF, também se ajustou o valor de α_0 para outros dois tipos de fibras óticas, nomeadamente DSF e NZDSF. Seguindo-se o procedimento supra descrito para a fibra SMF, foi possível obter ajustes, para ambos os tipos de fibra, que resultaram num valor para α_0 de $(6.52 \pm 1.69) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ com coeficiente de correlação superior a 0.93 para a fibra DSF e de $(6.68 \pm 1.09) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ com coeficiente de correlação superior a 0.98 para a fibra NZDSF. Os valores da velocidade de propagação obtidos através da integração do sistema (4.1) utilizando estes valores para o α_0 , são apresentados na figura 4.11. Estes resultados apresentam um bom acordo com os valores experimentais da velocidades de propagação obtendo-se um erro relativo menor que 4.2 % e 10.8 %, respetivamente, para a fibra DSF e NZDSF.

Embora os valores de α_0 obtidos para as fibras DSF e NZDSF não sejam significativamente diferentes, são claramente diferentes do valor de α_0 obtido para a fibra SMF. O que indica que a velocidade de propagação não é apenas dependente da intensidade ótica do sinal, como é induzido pelos resultados experimentais apresentados

Efeito Rastilho - Modelo Teórico

no gráfico da figura 3.10, mas também depende das características e composição da fibra ótica, neste caso, da concentração de germânio. De notar que, apesar da concentração de germânio ser diferente nos diferentes tipos de fibra, as fibras DSF e NZDSF deverão ter concentrações idênticas.



Fura 4.11 Velocidades de propagação do efeito rastilho, experimentais e numéricas, em função da intensidade ótica, nas a fibras SMF, DSF e NZDSF (os valores numéricos foram obtidos através da integração numérico da PDE (4.1) utilizando os valores de α_0 apresentados na legenda do gráfico).

A figura 4.12 apresenta os valores máximos da temperatura da zona de fusão, obtidos numericamente, estes valores são mais elevados que os valores experimentais desta temperatura reportados (DIANOV et al., 2006) e determinados experimentalmente no capítulo 3. Contudo é possível utilizar este gráfico para analisar o comportamento da temperatura máxima em função da intensidade ótica, verificando-se que a temperatura da zona de fusão aumenta com a intensidade ótica de forma não linear e depende do tipo de fibra ótica.

Substituindo na expressão (4.15) os parâmetros adimensionais por valores reais obtém-se:

$$T_{\max} = \frac{I}{\rho C_s v} \quad (4.30)$$

Através desta expressão, verifica-se que o valor máximo da temperatura na zona de fusão, T_{\max} é inversamente proporcional à velocidade de propagação e proporcional à intensidade ótica dependendo também da densidade e do calor específico da sílica. No entanto, como a velocidade de propagação depende do tipo de fibra, mais especificamente do coeficiente de absorção, a temperatura máxima é diferente para os diversos tipos de fibra ótica considerados.

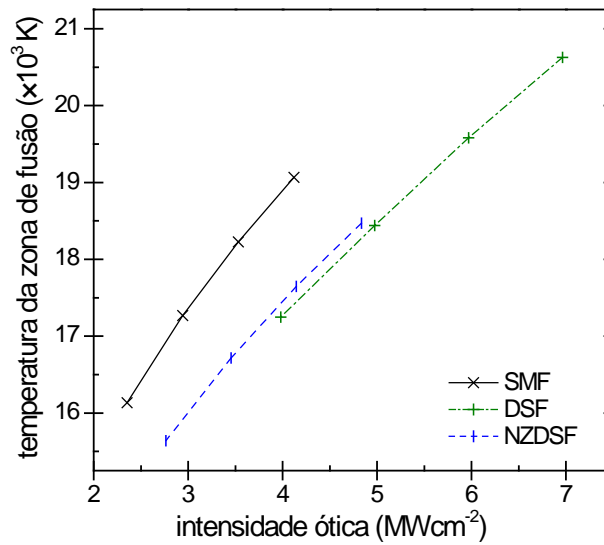


Figura 4.12. Valor máximo da temperatura da zona de fusão obtida numericamente em função da intensidade para os três diferentes tipos de fibra ótica.

Para a fibra SMF integrou-se a PDE (4.1) para um intervalo mais alargado de valores de intensidades ótica, os resultados obtidos para a velocidade de propagação e temperatura na zona de fusão são apresentados no gráfico da figura 4.13. Como se esperava, a velocidade e a temperatura aumenta de forma não linear com a intensidade ótica. Contudo, estes resultados sugerem uma intensidade limiar $< 1 \text{ MWcm}^{-2}$ o que diverge do valor experimental ($1.76 \pm 0.04 \text{ MWcm}^{-2}$).

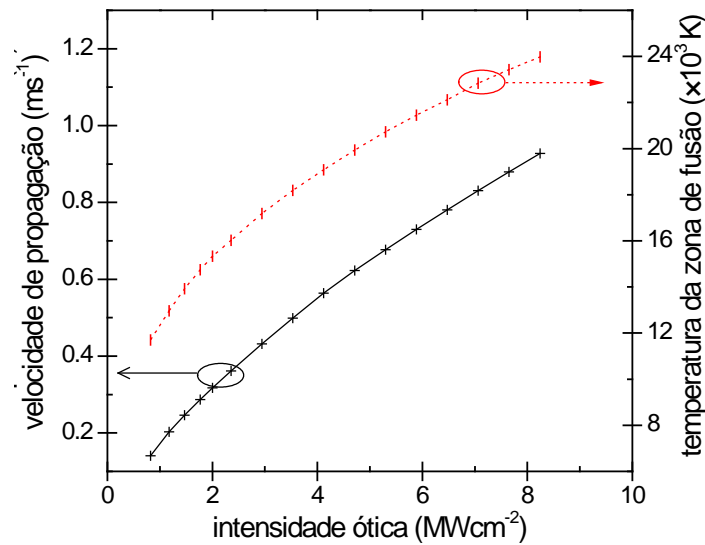


Figura 4.13. Temperatura máxima e velocidade numérica na fibra SMF.

As discrepâncias entre os valores numéricos e experimentais mostram que lei Arrhenius utilizada para a absorção ótica pode não descrever corretamente a evolução desta para

todos os valores de temperatura. Como referido anteriormente, vários mecanismos contribuem para o aumento da absorção responsável pelo efeito rastilho. Sendo processos mediados termicamente poderão ser modelados por leis de Arrhenius, mas diferentes para cada um dos processos. No entanto, por dificuldade em encontrar estimativas para os diferentes parâmetros α_0 e T_e , ainda não foi possível testar essa hipótese.

O facto de o modelo desenvolvido não ter em consideração as alterações de fase que ocorrem para estas altas temperaturas e consequentemente não considera a perdas de energia durante as alterações de fase, também contribui para explicar estas discrepâncias.

4.5. Sumário

Neste capítulo desenvolveu-se um modelo matemático para descrever a ignição e propagação do efeito rastilho, através de uma representação unidimensional, baseado na equação de difusão do calor.

Considerando as semelhanças entre este modelo e os modelos que descrevem uma onda de combustão, simplificou-se este modelo de PDEs num sistema de ODEs, utilizando uma variável propagante. Este modelo simplificado, apesar de desprezar o termo perda de calor por radiação, pode ser utilizado para facilmente testar novas teorias para a propagação do efeito rastilho. Este modelo foi utilizado para estimar o parâmetro α_0 para os diferentes tipos de fibra. Os valores da velocidade de propagação obtidos através de simulação numérica, utilizando estes valores de α_0 e o modelo de PDEs integral, estão de acordo com os valores experimentais. Contudo, existem discrepâncias entre os valores experimentais e numéricos da intensidade ótica de limiar necessária à propagação e ignição do efeito rastilho e da temperatura da zona de fusão.

Apesar destas discrepâncias, o modelo teórico-numérico aqui proposto tem a vantagem de ser composto por duas versões, uma mais completa com uma PDE a 1 dimensão no espaço e outra mais simplificada com um sistema de ODEs. As duas versões complementam-se e permitem uma melhor reprodução dos resultados experimentais com redução do tempo de simulação, quando comparada com outros modelos anteriormente publicados.

capítulo 5

Efeito Rastilho – Métodos de Detecção e Mitigação

A propagação do efeito rastilho em fibra ótica resulta na destruição catastrófica da fibra ao longo de uma vasta extensão e à destruição dos equipamentos de emissão e processamento ótico, se a sua propagação não for interrompida. Como tal, é essencial detetar e deter a propagação da zona de fusão de forma a limitar os danos provocados.

Neste capítulo, são descritas algumas técnicas para a deteção e mitigação do efeito rastilho em redes óticas. Na primeira secção, descrevem-se técnicas baseadas em redes de Bragg para detetar a propagação do efeito rastilho. Na segunda secção, testa-se a utilização da monitorização do espectro do sinal refletido como forma de detetar este fenómeno. Finalmente, apresenta-se um dispositivo que utiliza uma microfibra ótica para deter a propagação deste fenómeno.

5.1. Detetor do efeito rastilho baseado em sensores FBG

Desenvolveram-se duas configurações para detetar a propagação do efeito rastilho utilizando redes de Bragg gravadas em fibra ótica que funcionam como sensores de temperatura. Como referido no anexo A, as FBG têm a capacidade de detetar o incremento de temperatura no exterior da fibra, que ocorre aquando da passagem da zona de fusão, deste modo é possível identificar a propagação deste efeito.

5.1.1. Detetor com duas FBGs

A configuração para detetar o efeito rastilho apresentada na figura 5.1 é baseada na montagem experimental utilizada para medir a velocidade de propagação (figura 3.6), sendo este constituído por duas FBGs colocadas em contacto com fibra ótica, distanciados entre si de um comprimento de fibra fixo, d . As duas redes são ligadas a um sistema de monitorização (interrogador ótico), que regista a variação do comprimento de onda de Bragg, que é depois convertida em variação da temperatura através da equação (A.2).

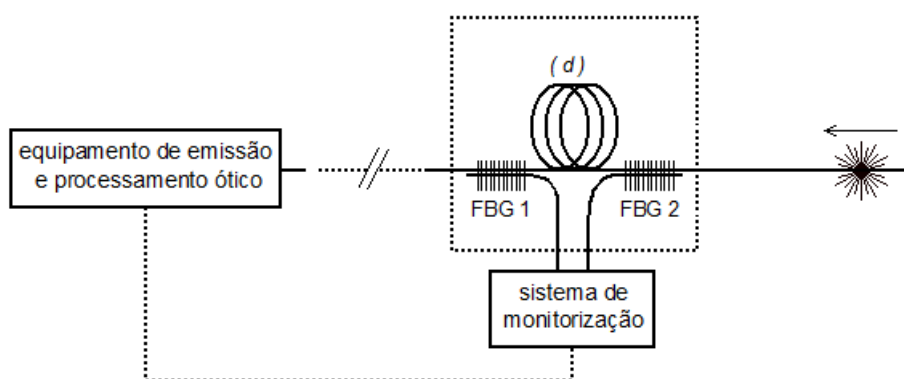


Figura 5.1 Esquema da implementação do detetor do efeito rastilho, utilizando duas FBGs.

O acoplamento entre as fibras que contêm as FBGs e a fibra ótica a monitorizar pode ser implementado com recurso a um dispositivo esquematizado na figura 5.2, formado por material de baixa condutividade térmica e o espaço entre as fibras deve ser preenchido com um composto de elevada condutividade térmica (massa térmica).

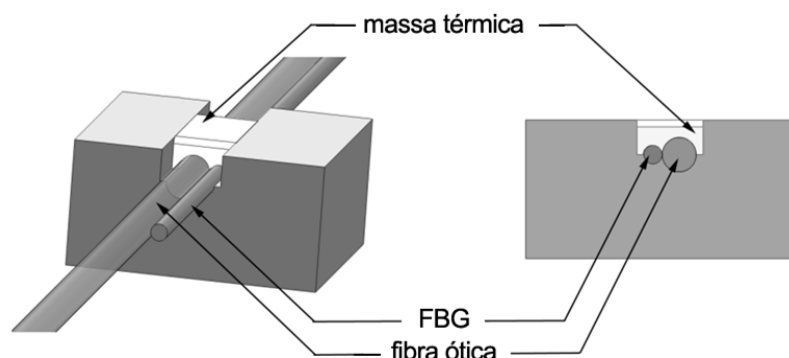


Figura 5.2 Esquema do dispositivo de acoplamento da FBG com a fibra monitorizar.

Como foi verificado no capítulo 3, as FBGs registam um aumento de temperatura na passagem da zona de fusão do efeito rastilho (Figura 3.9). A diferença temporal entre os valores máximos de temperatura registados em cada FBG, Δt , está relacionada com a

velocidade de propagação da zona de fusão, v , e com o comprimento de fibra entre FBGs, d , através da equação 5.1.

$$\Delta t = \frac{d}{v} \quad (5.1)$$

Deste modo, conhecendo a gama de valores típicos da velocidade de propagação (figura 4.13), pode-se identificar sem ambiguidade a propagação da zona de fusão.

Este sistema pode ser instalado na estrutura da rede ótica permitindo a identificação do efeito rastilho, de modo a gerar sinais de alarme e desativar as fontes óticas de forma a extinguir este efeito e proteger a infraestrutura. O sistema de monitorização das FBGs pode ser instalado espacialmente afastado destas (junto ao equipamento de processamento ótico) permitindo o controlo remoto da rede.

5.1.2. Detetor com uma única FBG

Como foi verificado no capítulo 3, a evolução temporal da temperatura registada durante a passagem da zona de fusão apresenta um perfil característico, aumentando abruptamente até atingir o máximo e diminuindo de seguida de forma exponencial. Deste modo, é possível usar o perfil da temperatura para identificar a propagação da zona de fusão utilizando uma única rede de Bragg. A configuração deste detetor, apresentada no esquema da figura 5.3, é semelhante à configuração do detetor com duas FBGs. A rede é acoplada com a fibra ótica a monitorizar num ponto remoto da rede ótica, através do dispositivo apresentado na secção anterior, figura 5.2, e ligada ao sistema de monitorização que regista a variação de temperatura na superfície da fibra ótica.

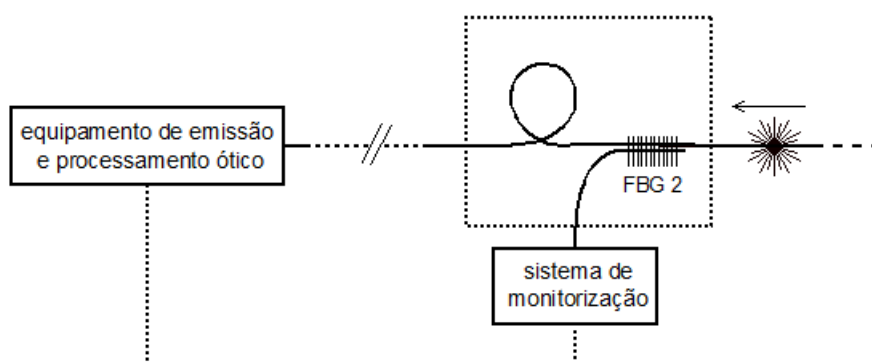


Figura 5.3 Esquema da implementação do detetor do efeito rastilho, utilizando uma única FBG.

Com o objetivo de testar esta configuração registou-se a variação da temperatura durante a propagação do efeito rastilho numa fibra SMF, utilizando uma FBG com comprimento de 1 cm. Para gerar a ignição do efeito rastilho utilizou-se a montagem experimental

apresentada na secção 3.2, figura 3.2. O espectro do sinal refletido na FBG foi registado ao longo do tempo pelo sistema de interrogação da *FiberSensing*, modelo FS4200, com uma taxa de amostragem de 200 Hz. A partir destes resultados, determinou-se a variação da temperatura ao longo do tempo através da equação (A.2). O efeito fusível foi iniciado com três sinais de diferentes potências óticas, sendo o processo repetido três vezes e determinado o valor medio das medidas efetuadas.

Nas figuras 5.4 e 5.5 apresenta-se o perfil de temperatura registada na FBG durante a propagação de zonas de fusão geradas por sinais com uma potência de 2.5 e 3.5 W. Nestes gráficos é visível o aumento abrupto da temperatura seguido de uma diminuição exponencial.

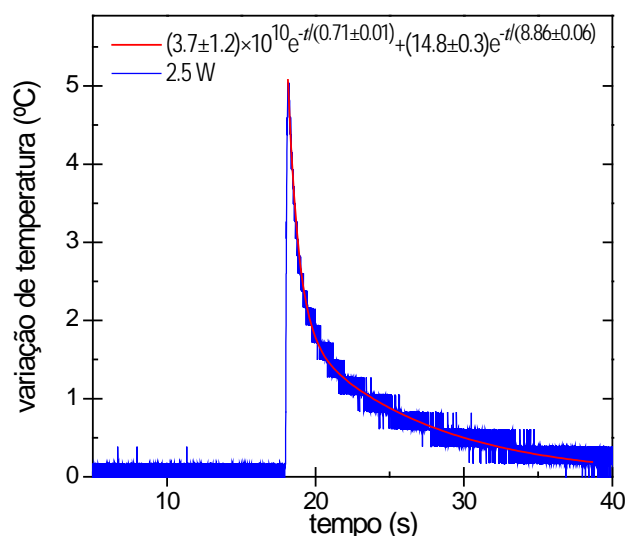


Figura 5.4 Variação da temperatura da superfície da fibra SMF durante a propagação do efeito rastilho gerado com uma potência ótica de 2.5 W. A linha vermelha corresponde ao ajuste exponencial da zona de diminuição de temperatura (coeficiente de correlação > 0.98).

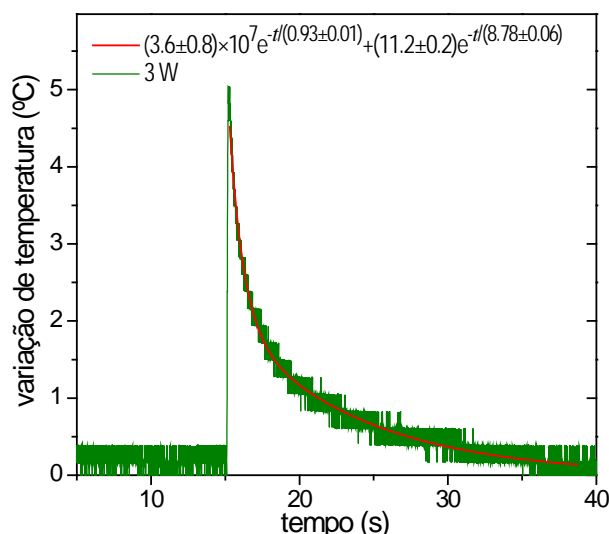


Figura 5.5 Variação da temperatura da superfície da fibra SMF durante a propagação do efeito rastilho gerado com uma potência ótica de 3.5 W. A linha vermelha corresponde ao ajuste exponencial da zona de diminuição de temperatura (coeficiente de correlação > 0.98).

Ajustou-se a zona de diminuição de temperatura a uma função biexponencial, este tipo de decaimento deve-se à capacidade térmica das FBGs que como é semelhante à da fibra ótica de teste não é desprezável (ANTUNES et al., 2011).

Os parâmetros das funções exponenciais obtidas são semelhantes para as diferentes potências óticas consideradas. Além disso, determinou-se a largura a meia altura dos picos de temperatura obtendo-se os valores de 1.19 ± 0.28 , 0.89 ± 0.15 e 0.96 ± 0.01 s, respetivamente, para as potências de 2.5, 3.0 e 3.5 W. Estes valores indicam que a largura a meia altura do pico de temperatura é semelhante para as diferentes potências óticas.

Estes resultados sugerem que o perfil da variação da temperatura ao longo tempo não depende da potência do sinal ótico, estando apenas relacionado com o comprimento da rede de Bragg. Deste modo, conhecendo as características da FBG, é possível utilizar a forma e o valor da largura a meia altura do perfil de temperatura registado, para identificar a presença do efeito rastilho. Como a configuração apresentada na secção anterior, este sistema pode ser instalado na estrutura da rede ótica permitindo a deteção remota do efeito rastilho.

Estas configurações para detetar o efeito rastilho, baseadas em sensores de rede de Bragg, apresentam vantagens fundamentais, uma vez que são detetores passivos de baixo custo e podem ser colocados espacialmente afastados da unidade de monitorização num ponto remoto da rede ótica, sem interferência com a fibra ótica instalada, uma vez que a FBG é colocada em contacto com a superfície exterior desta.

5.2. Monitorização do espectro do sinal refletido

Tendo por base a monitorização do espectro do sinal refletido, desenvolveu-se outro método para detetar remotamente a propagação do efeito rastilho. O sinal ótico refletido durante a propagação do efeito rastilho é distinguível do sinal refletido numa fibra partida devido ao espalhamento de Rayleigh, sendo assim possível detetar a presença do efeito rastilho através do controle, em tempo real, do sinal refletido na rede ótica.

Para caracterizar o espectro do sinal refletido durante a propagação do efeito rastilho utilizou-se a montagem experimental esquematizada na figura 5.6, a qual tem por base a montagem que permite a ignição e propagação controlada deste efeito descrita na secção 3.2.

Para recolher o sinal refletido introduziu-se um circulador ótico na entrada da fibra de teste e utilizou-se um analisador de espectros ótico da Advantage, modelo Q8384, para registar o espectro deste sinal. O efeito rastilho foi iniciado com sinais óticos de potência de 2.0 e 2.5 W numa fibra SMF cujas características foram apresentadas no capítulo 3. O espectro do sinal refletido foi registado antes, durante e depois da propagação da zona de

Efeito Rastilho – Métodos de Detecção e Mitigação

fusão. Antes da ignição, o espectro foi medido com a ponta da fibra partida e sem qualquer contacto com a folha metálica utilizada para gerar o efeito rastilho. Depois da extinção da zona de fusão, a fonte ótica é novamente ligada e o espectro do sinal refletido na cadeia de bolhas é registado.

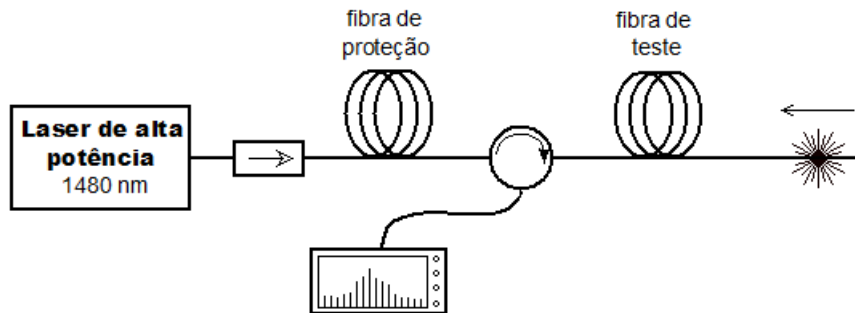


Figura 5.6 Montagem experimental utilizada para registar o espectro do sinal refletido

Os espectros dos sinais refletidos antes, durante e após a propagação do efeito rastilho gerado uma potência ótica de 2.5 W são apresentados na figura 5.7. Estes espectros apresentam vários picos espectrais que resultam da fonte ótica utilizada (figura 3.3), como referido no capítulo 3. Verifica-se que tanto o nível de ruído como a potência espectral integrada são diferentes para os vários espectros apresentados na figura 5.7. Os valores da potência ótica integrada para os três casos, são apresentadas na tabela da figura 5.7.

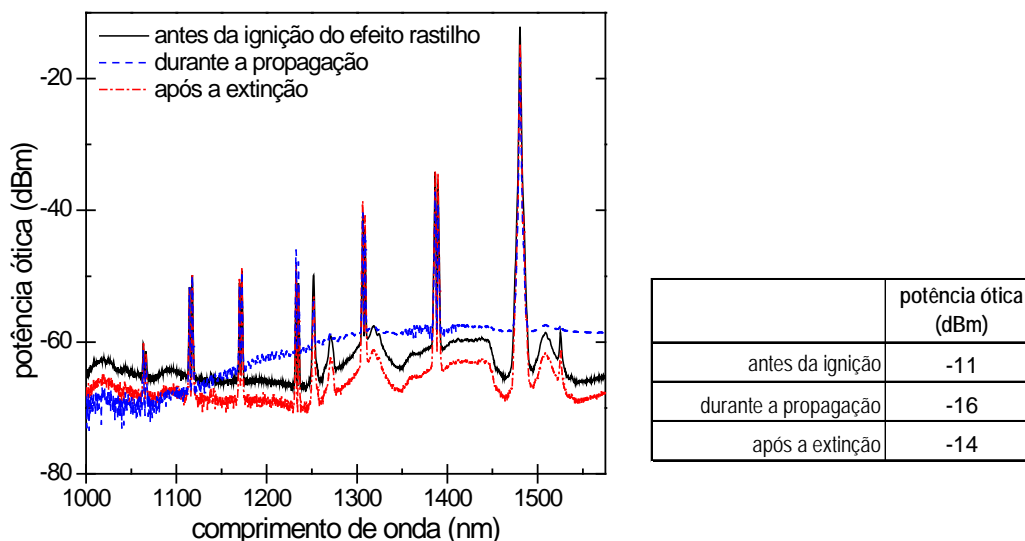


Figura 5.7. Espectro ótico do sinal refletido antes, durante e após a propagação do efeito rastilho com um sinal de potência de 2.5 W. Valores da potência ótica integrada (entre 1000 nm e 1600 nm) (tabela da direita).

Verifica-se que a potência ótica integrada do sinal refletido durante a propagação da zona de fusão é menor, o que se deve à elevada absorção do sinal nesta zona, no entanto, o

nível de ruído é maior. Como já foi referido, a cadeia periódica de bolhas apresenta uma primeira grande bolha na zona de fusão que se propaga na direção da fonte ótica com velocidade constante. Como a cadeia periódica de bolhas mais pequenas é formada a partir da cauda desta primeira bolha, a sua forma pode variar periodicamente durante a propagação do efeito rastilho (TODOROKI, 2005c). Deste modo, espera-se que a formação da cadeia de bolhas induza uma modulação na amplitude no sinal refletido o que explica o aumento do nível de ruído espectral (ABEDIN et al., 2009b). Notar que *Abedin et al* demonstraram que esta modulação é detetada através da análise do espectro elétrico do sinal refletido, sendo assim possível detetar a propagação do efeito rastilho. Através dos espectros da figura 5.8 verifica-se que o espectro do sinal refletido durante a propagação têm as mesmas características para as duas potências óticas utilizadas.

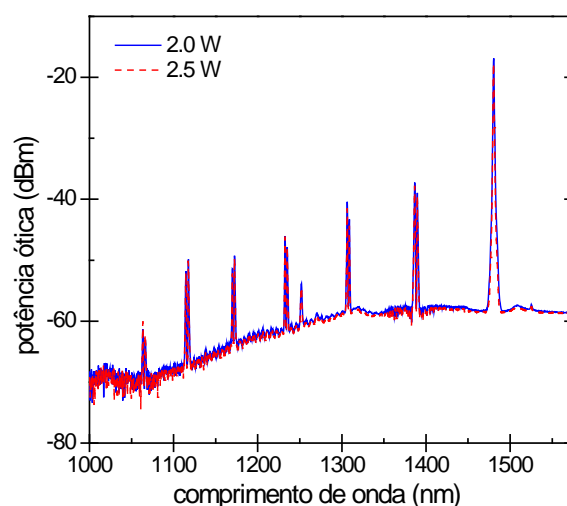


Figura 5.8 Espectro ótico do sinal refletido durante a propagação do efeito rastilho gerado com os dois sinais de diferentes potências.

No espectro do sinal refletido após a propagação do efeito rastilho tanto a potência integrada como o nível de ruído são inferiores aos valores do espectro do sinal refletido antes da ignição deste fenómeno, como se pode verificar na figura 5.7. Na fibra já danificada pela propagação do efeito rastilho, a primeira grande bolha provoca a dispersão do sinal ótico para modos não guiados que são absorvidos pelo revestimento de proteção da fibra ótica, levando ao seu aquecimento. Este comportamento, que é visível na figura 5.9, leva a que a potência ótica do sinal refletido nesta situação seja inferior à potência do sinal refletido na fibra partida.

Os resultados obtidos mostram que é possível reconhecer o sinal refletido durante a propagação do efeito rastilho, através da análise do seu espectro, nomeadamente, o nível de ruído espectral e a potência ótica integrada. Assim, através da monitorização remota do sinal ótico refletido é possível identificar a propagação do efeito rastilho.

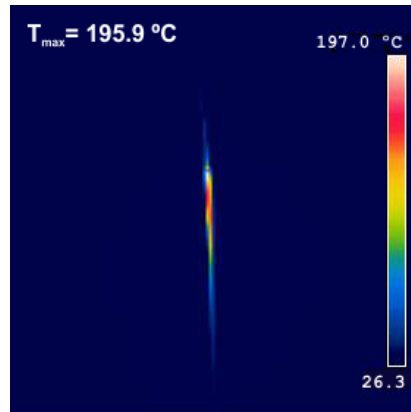


Figura 5.9 Imagem do ponto de paragem da zona de fusão (imagem obtida com a camera térmica de infravermelho da ThermalCamTM, modelo Flir i50).

Este método pode ser implementado numa rede ótica de forma relativamente simples, sem interferir com a sua infraestrutura.

5.3. Utilização de microfibras óticas para parar o efeito rastilho

Durante a propagação do efeito rastilho a zona de fusão pode chegar aos centros de processamento ótico e danificar permanentemente os equipamentos de emissão ótica e os componentes ativos da rede, o que seria um incidente extremamente dispendioso. Portanto, como complemento ao sistema de deteção do efeito rastilho, é importante incluir na rede ótica um dispositivo passivo de segurança que pare a propagação da zona de fusão antes que esta atinga estes equipamentos.

A utilização de uma microfibra ótica para interromper a propagação do efeito rastilho foi proposta em 1989 (HAND et al., 1989), contudo o processo foi demonstrado com um sinal com comprimento de onda de 450 nm, em fibras óticas monomodo com comprimento de onda de corte muito baixo, quando comparado com as fibras óticas atuais. Além disso, o processo responsável pela interrupção da propagação do efeito rastilho não foi devidamente explicado. Assim, testou-se a utilização de microfibras óticas como forma de parar a propagação da zona de fusão iniciada com um sinal de 1480 nm de comprimento de onda, numa fibra SMF padrão.

5.3.1. Microfibras óticas

As microfibras óticas são fibras que possuem um diâmetro reduzido, d_c . Usualmente são produzidas através do alongamento de uma fibra ótica aquecida, este processo leva à formação de três regiões distintas: a região de cintura e duas regiões de transição, de acordo com a figura 5.10. A região de cintura é formada por um fino filamento em que o

diâmetro atinge o valor mínimo e é constante. A região de transição liga a fibra regular à cintura e o seu diâmetro varia segundo um perfil cônico (BRAMBILLA et al., 2009).

As microfibras possuem propriedades óticas únicas, o que permite a sua utilização em várias aplicações e componentes óticos. Além disso, estas propriedades podem ser definidas através da escolha do perfil adequado para as três regiões.

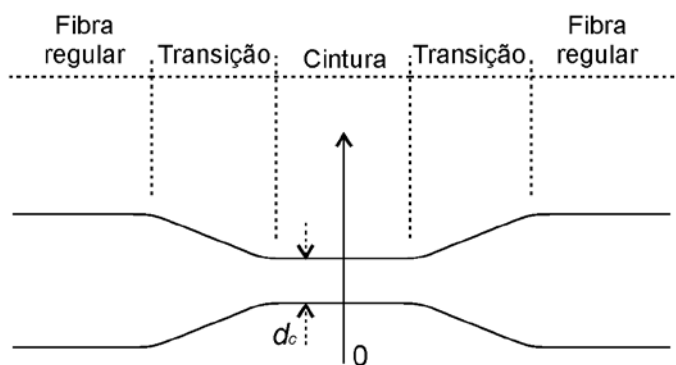


Figura 5.10 Representação esquemática de uma microfibra ótica, d_c representa o diâmetro da região de cintura

Uma destas propriedades é a variação do diâmetro modal de campo (MFD) ao longo das regiões de transição. Inicialmente, o MFD diminui com a diminuição do diâmetro da fibra ótica até atingir um mínimo local que corresponde ao ponto em que confinamento no núcleo é máximo. Após este ponto, a redução do diâmetro da fibra leva a um aumento súbito do MFD, uma vez que a fração de sinal guiado na bainha aumenta até que o confinamento passa a ser dominado pela interface bainha/ar, ponto em que o MFD atinge um máximo local. Depois deste ponto, a continuação da redução do diâmetro da bainha leva à redução do MFD até que o campo evanescente no exterior da fibra se torna relevante e o diâmetro modal aumenta novamente (LOVE, 1987, BRAMBILLA et al., 2009). O gráfico da figura 5.11 apresenta este comportamento para uma fibra SMF e um comprimento de onda de 1480 nm. O MFD para o modo fundamental é representado em função do diâmetro da microfibra ótica desde a fibra regular até um diâmetro de 5 μm , este intervalo contém os valores dos diâmetros das microfibras relevantes para o dispositivo apresentado e testado nesta secção. Neste gráfico, o primeiro valor mínimo e o valor máximo do MFD ocorrem, respetivamente, para um diâmetro de $\sim 100 \mu\text{m}$ e de $\sim 40 \mu\text{m}$.

Para determinar os valores do diâmetro do campo modal considerou-se um modelo vetorial de três camadas: o núcleo e a bainha da fibra ótica rodeada por uma grande camada de ar. A área efetiva do modo fundamental da microfibra ótica foi calculada através do *software* comercial *Comsol Multiphysics*, que utiliza o método dos elementos finitos para calcular o modo do campo ótico em secções transversais ao longo da microfibra. A partir da distribuição do campo elétrico, $E(x,y)$, obtêm-se o valor da área efetiva, A_{eff} através da equação (5.2) (AGRAWAL, 2007).

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (5.2)$$

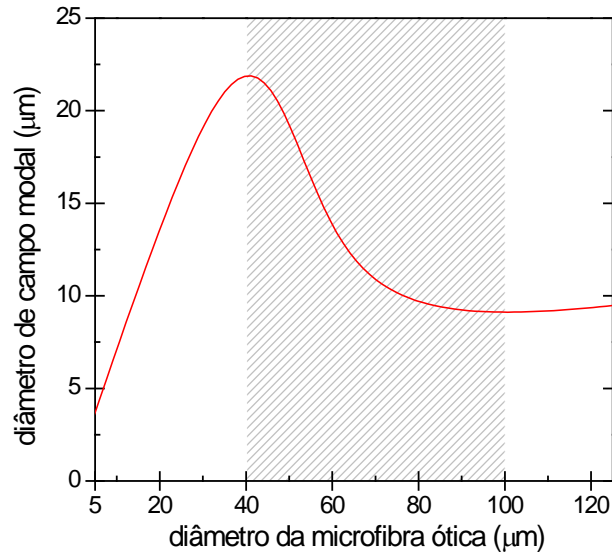


Figura 5.11. MFD em função do diâmetro da bainha da microfibras ótica, calculado para a fibra SMF com um comprimento de onda de 1480 nm (considerou-se um valor para o índice de refração de 1.4648 para a bainha e de 1.4716 para o núcleo)

Como já foi referido, as microfibras óticas são produzidas através do cuidadoso alongamento da fibra ótica previamente aquecida. O perfil da região de cintura e das regiões de transição é controlado através da escolha apropriada do perfil de aquecimento e das condições de alongamento e tensão aplicadas na fibra. As microfibras óticas utilizadas neste trabalho foram produzidas com a técnica de chama oscilante (flame brushing). O sistema experimental utilizado na sua produção é apresentado na figura 5.12.

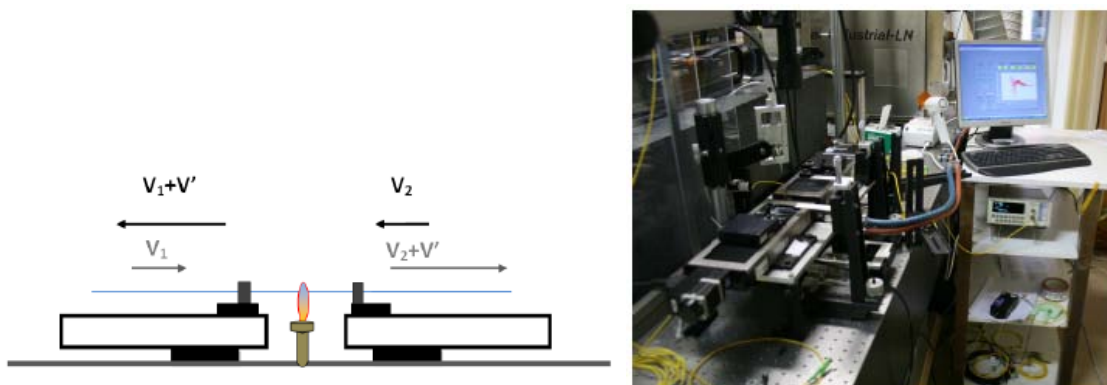


Figura 5.12. Esquema representativo (esquerda) e fotografia (direita) do sistema experimental utilizado para a produção das microfibras óticas (FERNANDES, 2010).

A técnica de chama oscilante (flame brushing) consiste no movimento oscilante de uma chama ao longo do eixo longitudinal da fibra ótica, enquanto esta é alongada. Normalmente, o movimento de oscilação é transferido para a fibra para aumentar a estabilidade da chama. Deste modo, utiliza-se uma chama de acetileno com 2 mm de largura para aquecer a fibra ótica até à temperatura de transição vítrea ($\sim 1500^\circ\text{C}$), enquanto esta é alongada mecanicamente através de dois posicionadores de precisão Newport, modelo UTS-150-pp. Os posicionadores efetuam vários ciclos oscilatórios em que se deslocam no mesmo sentido mas com velocidades diferentes, levando ao alongamento da fibra ótica. A sequência de velocidades é predefinida de modo a obter o perfil pretendido para a microfibra (FERNANDES, 2010). As microfibras foram produzidas em fibra SMF fabricada pela Corning.

Para este estudo, produziu-se e testou-se microfibras óticas com dois perfis diferentes, definidos de modo a minimizar as perdas óticas e garantir que apenas o modo fundamental é considerado, estes perfis serão distinguidos como MFO A e MFO B. A região de cintura de ambos os perfis têm um diâmetro de $17\text{ }\mu\text{m}$, e as regiões de transição são formadas por duas zonas de perfis lineares consecutivas. O perfil A é formado por uma primeira zona com um ângulo de 0.05° até um diâmetro de $\sim 40\text{ }\mu\text{m}$ seguida de uma segunda zona com um ângulo de 0.03° até ao diâmetro final. No perfil B a primeira zona têm um ângulo de 0.07° até um diâmetro de $60\text{ }\mu\text{m}$ e a segunda zona têm um ângulo de 0.05° até ao diâmetro final. Os perfis das microfibras óticas produzidas foram determinados com recurso a imagens obtidas com o microscópio ótico Olympus, modelo BH-2, através de tratamento de imagem utilizando o *software ImageJ*, os perfis das regiões de transição são apresentados no gráfico da figura 5.13. As microfibras óticas obtidas apresentam uma atenuação de $\sim 0.2\text{ dB}$ para ambos os perfis.

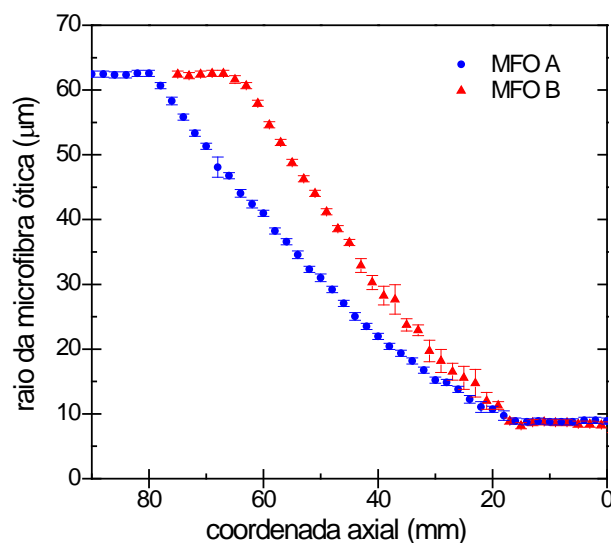


Figura 5.13. Perfil das microfibras óticas produzidas.

5.3.2. Montagem experimental e resultados

Utilizou-se a montagem experimental que permite a ignição e propagação controlada do efeito rastilho (figura 3.2), onde se inseriu a microfibrila ótica na fibra de teste (SMF). Como se verificou no capítulo 3, tanto a velocidade de propagação da zona de fusão, como a periodicidade e tamanho das bolhas dependem da potência do sinal ótico. Por este motivo, o efeito rastilho foi iniciado com seis diferentes sinais óticos com potências entre 1.5 e 4.0 W, este processo foi repetido quatro vezes para cada perfil das microfibras óticas.

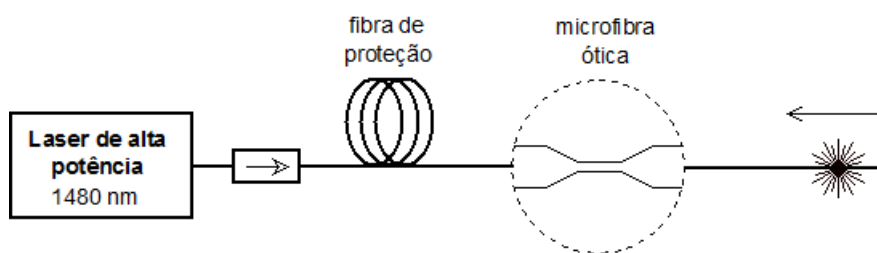


Figura 5.14. Montagem experimental para testar a utilização de microfibras óticas como forma de parar a propagação da zona de fusão.

Verificou-se que a zona de fusão extingue-se na microfibrila ótica tanto para o perfil A como para o perfil B, e para todos os diferentes valores de potência ótica. Todas as microfibras utilizadas nos ensaios foram analisadas na área em que a zona de fusão se extingue, recorrendo ao microscópio ótico já utilizado anteriormente. Na figura 5.15, são apresentadas as imagens microscópicas da área em que o efeito rastilho parou, para duas potências óticas diferentes.

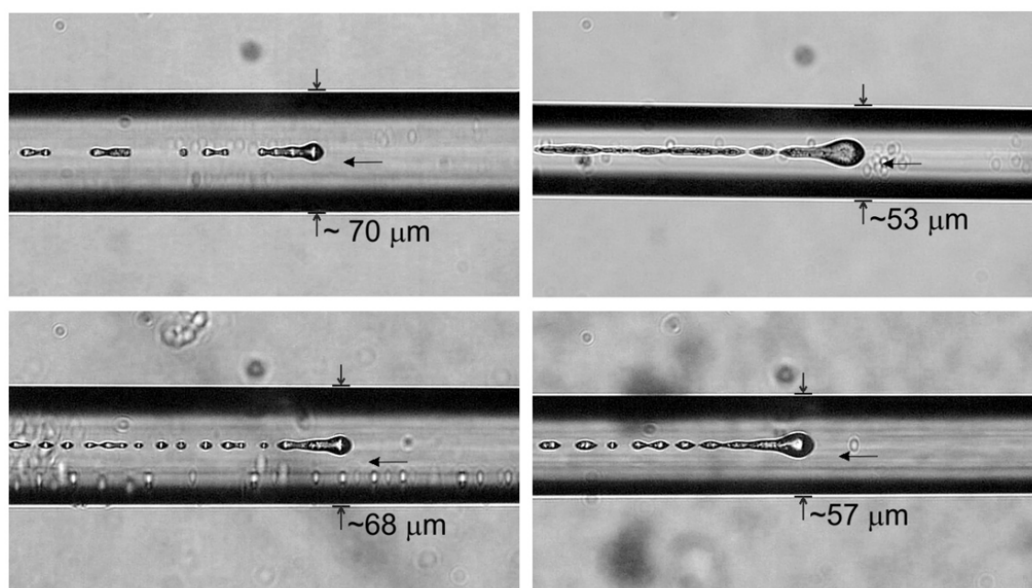


Figura 5.15. Imagens microscópicas na zona em que o efeito rastilho parou na MFO A (cima) e MFO B (baixo) com uma potência de 2.0 W (direita) e 3.0 W (esquerda) (as imagens foram obtidas com uma ampliação de $\times 50$). As setas representam o sentido de propagação do sinal ótico.

Nestas imagens, observa-se a bolha maior que tipicamente corresponde ao início da cadeia de bolhas, o que revela que esta cadeia, formada durante a propagação do efeito rastilho, termina na microfibra e a restante fibra permanece intacta. Através da análise destas imagens também se verifica que a cadeia de bolhas torna-se irregular à medida que se aproxima da zona de extinção. Este comportamento ocorre tipicamente quando a intensidade ótica está perto do valor de limiar para o efeito rastilho, como se verificou no capítulo 3 (figura 3.18).

Utilizando as imagens microscópicas obtidas e o *software* de tratamento de imagem, ImageJ, estimou-se o diâmetro da microfibra no ponto em que a cadeia de bolhas termina, que corresponde ao ponto onde o efeito rastilho se extinguiu. Os valores destes diâmetros, apresentados na figura 5.16 em função da potência do sinal ótico, são coincidentes para os dois diferentes perfis das microfibras. Este comportamento sugere que a geometria da microfibra ótica, mais especificamente a taxa de redução do seu diâmetro, não afeta a extinção da zona de fusão. Os valores do diâmetro da microfibra no ponto de extinção diminuem com o aumento da potência do sinal ótico propagado e, à exceção do diâmetro correspondente à potência ótica de 1.5 W, encontram-se no intervalo de valores em que o diâmetro do campo modal aumenta com a redução do diâmetro da fibra ótica (zona sombreada do gráfico da figura 5.11). De notar que a potencia ótica de 1.5 W está próxima do valor de limiar necessário à propagação do efeito rastilho, podendo este autoextinguir-se com uma pequena oscilação na potência do sinal ótico. Por este motivo os dados obtidos com o sinal ótico com potência de 1.5 W foram desprezados.

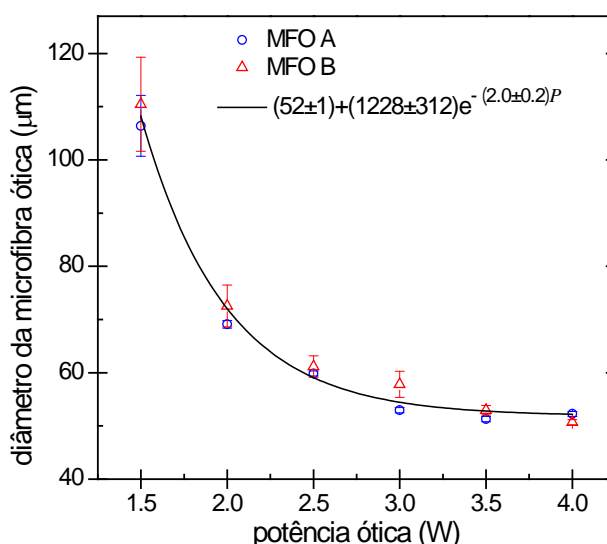


Figura 5.16. Diâmetro das microfibras óticas no ponto de extinção do efeito rastilho em função da potência do sinal ótico utilizado. A linha corresponde ao ajuste exponencial (coeficiente de correlação > 0.99).

Estes resultados sugerem que o aumento do MFD que ocorre na microfibra é responsável pela interrupção do efeito rastilho, uma vez que leva à diminuição da

intensidade ótica na fibra e a zona de fusão extingue-se quando o valor da intensidade de limiar do efeito rastilho é atingido.

Para comprovar esta hipótese, determinou-se os valores do MFD correspondente ao diâmetro das microfibras óticas no ponto em que o efeito rastilho se extingue, utilizando os dados do gráfico da figura 5.11. Os valores obtidos aumentam com a potência do sinal ótico propagado, sendo o seu quadrado apresentado na figura 5.17. A partir destes valores do MFD calculou-se a intensidade ótica no ponto de interrupção do efeito rastilho, obtendo-se o valor médio de $1.57 \pm 0.33 \text{ MWcm}^{-2}$ para a MFO A e de $1.72 \pm 0.36 \text{ Wcm}^{-2}$ para a MFO B. Estes valores estão próximos do valor da intensidade de limiar para este tipo de fibra determinado no capítulo 3 ($1.76 \pm 0.04 \text{ Wcm}^{-2}$), o que reforça a hipótese do efeito rastilho extinguir-se devido ao aumento do diâmetro de campo modal na microfibra ótica e à consequente diminuição da intensidade ótica até valores inferiores ao limiar necessário à sua propagação.

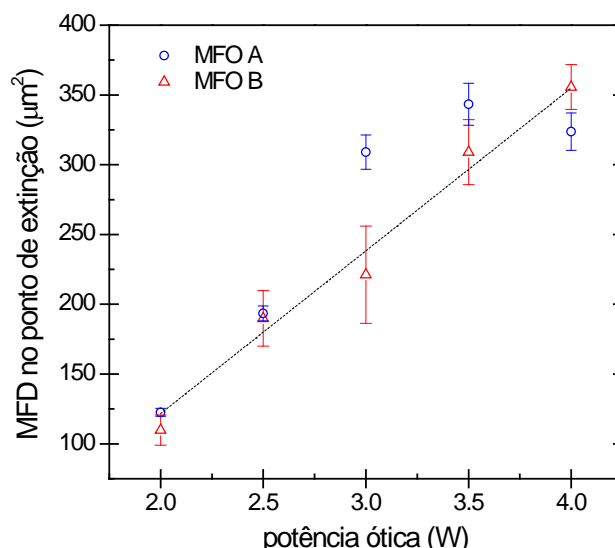


Figura 5.17. Diâmetro do campo modal no ponto de extinção do efeito rastilho em função da potência do sinal ótico utilizado. A linha corresponde ao ajuste linear com declive de $117 \pm 6 \text{ } \mu\text{m}^2\text{W}^{-1}$ e coeficiente de correlação > 0.95 .

Com estes resultados, demonstra-se que a incorporação de uma microfibra ótica interrompe a propagação do efeito rastilho. Como as microfibras apresentam perdas de inserção reduzidas podem ser facilmente introduzidas na infraestrutura da rede ótica, funcionando como um sistema passivo que impede que o efeito rastilho atinja e danifique os sistemas de processamento ótico.

5.4. Sumário

Neste capítulo descreveram-se diversas técnicas para a deteção do efeito rastilho em redes óticas que podem ser instaladas na estrutura da rede permitindo a deteção remota deste efeito. Estas técnicas permitem gerar sinais de alarme e desativar as fontes óticas de forma a extinguir a zona de fusão. Desenvolveram-se duas configurações óticas para detetar a propagação do efeito rastilho, utilizando redes de Bragg gravadas em fibra ótica como sensores térmicos. Estas redes detetam o incremento de temperatura no exterior da fibra, que ocorre na passagem da zona de fusão. Caracterizou-se o sinal ótico refletido durante a propagação do efeito rastilho e comparou-se com o sinal refletido numa fibra partida, verificando-se a possibilidade de detetar a presença do efeito rastilho através da monitorização do sinal refletido na rede ótica.

Demonstrou-se também, que a propagação do efeito rastilho extingue-se numa microfibra ótica e que a fibra, a partir deste ponto, permanece intacta. Verificou-se que o principal mecanismo responsável pela extinção da propagação é o aumento do diâmetro do campo modal na microfibra de tal forma que a intensidade fica abaixo do valor de limiar para o efeito rastilho. Este componente pode ser incorporado numa rede ótica funcionando como um dispositivo passivo para proteção dos componentes ativos da rede.

As questões relacionadas com a deteção e mitigação do efeito rastilho assumem uma relevância extrema no atual contexto de massificação das redes de fibra ótica. A principal contribuição deste capítulo centrou-se no desenvolvimento de soluções de deteção e mitigação do efeito rastilho com potencial de aplicação por parte dos operadores de telecomunicações.

capítulo 6

Considerações Finais

6.1. Principais Conclusões

Este trabalho centrou-se no estudo da degradação física de fibras óticas devido à propagação de sinais óticos de elevada potência, essencialmente em dois tópicos:

- i) degradação da camada de revestimento das fibras óticas, quando sujeitas a curvaturas de diâmetro reduzido
- ii) ignição e propagação do efeito rastilho, que leva à destruição catastrófica da fibra ótica ao longo de grandes extensões e à destruição permanente dos componentes ativos da rede ótica.

Em relação ao primeiro ponto, no capítulo 2, caracterizou-se o aumento de temperatura do revestimento das fibras óticas sujeitas a curvaturas durante a propagação de sinais de elevada potência. Para isso, desenvolveu-se e otimizou-se um método experimental para determinar a temperatura da fibra ótica curvada. Assim, determinaram-se o aumento de temperatura no revestimento e a atenuação do sinal ótico em fibras enroladas em cilindros, sujeitas a meia curvatura e sujeitas a curvatura completa. Em todas as situações, observou-se que a temperatura do revestimento externo da fibra ótica aumenta na zona da curvatura, atingindo facilmente valores superiores a 85 °C, que corresponde ao valor de temperatura máxima recomendado para o revestimento da fibra ótica em condições normais de utilização (IEC, 2008). Demonstrou-se também que este aquecimento leva à degradação do revestimento da fibra ótica, pois este fica escurecido e visivelmente danificado. Os resultados obtidos, mostraram ainda que a atenuação e o aquecimento da fibra ótica aumentam exponencialmente com a diminuição do diâmetro

Considerações Finais

de curvatura, o que sugere uma correlação entre a perda de energia do sinal ótico na zona da curvatura e o aumento de temperatura. Contudo, o aquecimento da fibra ótica varia de forma não linear com a potência do sinal propagado, isto é, a temperatura estabiliza a partir de um determinado valor de potência ótica dissipada, este valor é independentemente do diâmetro da curvatura, o que sugere que só uma parte da potência ótica dissipada é absorvida no revestimento. Tendo por base estes resultados, foi proposto um modelo empírico que descreve o aumento da temperatura do revestimento da fibra, na zona da curvatura, em função da potência do sinal ótico e do diâmetro da curvatura. Ajustando este modelo aos dados experimentais, obteve-se um valor para χ^2 de 0.4542, o que confirma a validade deste modelo para descrever este fenómeno para todos os valores de potência ótica. Com base neste modelo, fixou-se o diâmetro de curvatura mínimo de segurança, para evitar a degradação das fibras óticas, em 18 mm para um comprimento de onda de 1480 nm.

O segundo tópico desta tese teve como objetivo melhorar e completar a compreensão do efeito rastilho, e dos mecanismos associados à sua ignição e propagação. Para isso, caracterizou-se experimentalmente este fenómeno em três diferentes tipos de fibra ótica, o que se reporta no capítulo 3. Verificou-se que o valor de limiar da potência ótica necessária à ocorrência do efeito rastilho não aumenta continuamente com o diâmetro do campo modal e determinou-se a intensidade ótica de limiar para cada tipo de fibra obtendo-se três diferentes valores, 1.76 ± 0.04 , 2.45 ± 0.05 e 2.17 ± 0.08 MWcm⁻², respetivamente para as fibras SMF, DSF e NZDSF. Desenvolveu-se um método experimental, baseado em sensores de Bragg, para determinar a velocidade de propagação. Verificou-se que a velocidade de propagação do efeito rastilho aumenta linearmente com a intensidade ótica apresentando o mesmo comportamento para os três tipos de fibra, dentro do intervalo de valores estudado. Contudo, nos pontos correspondentes ao valor da intensidade ótica de limiar a velocidade de propagação não é nula, o que indica que, para um intervalo mais largo de valores de intensidade ótica, a velocidade não terá uma variação linear igual para os diferentes tipos de fibra. Observou-se que a cadeia de bolhas formada no núcleo da fibra depois da propagação do efeito rastilho depende da intensidade ótica, da velocidade de propagação e também do tipo de fibra ótica. Os resultados obtidos na caracterização experimental deste fenómeno sugerem que a composição do núcleo da fibra ótica é importante para a ignição e propagação do efeito rastilho. Neste capítulo, estimou-se também a temperatura da zona de fusão durante a propagação do efeito rastilho numa fibra SMF, utilizando o ajuste entre as coordenadas de cor CIE do espectro da radiação emitida nesta zona e as da radiação do corpo negro. Os resultados obtidos, indicam que as zonas de fusão geradas com sinais óticos de 2 W e 3 W de potência atingem uma temperatura de 5196 K e 5348 K, respetivamente, estes valores estão consideravelmente acima do valor de temperatura de vaporização da sílica. Com esta caracterização experimental, alargou-se o estudo da propagação do efeito rastilho a outros tipos de fibra ótica, nomeadamente DSF e a NZDSF, sendo uma importante contribuição.

De seguida, no capítulo 4, apresentou-se um modelo teórico para descrever a ignição e propagação do efeito rastilho. Este modelo assume que os principais processos responsáveis pela ignição e propagação deste fenómeno são o aquecimento do núcleo da fibra, induzido por uma absorção do sinal ótico muito elevada e a transferência de calor para as regiões vizinhas. Este processo é descrito pela equação de difusão de calor com um termo de fonte de calor, que representa a absorção do sinal. Utilizou-se uma representação espacial unidimensional com o objetivo de reduzir o tempo de simulação. O aumento da absorção ótica com a temperatura é descrito por uma equação de Arrhenius. Os primeiros resultados obtidos descreveram corretamente a forma como o efeito rastilho se propaga, no entanto, apresentaram discrepâncias consideráveis em relação ao valor experimental da velocidade de propagação da zona de fusão. Aproveitando as semelhanças entre este modelo e os modelos que descrevem a propagação da chama de combustão reduziu-se o modelo de PDEs a um sistema de ODEs, utilizando uma variável propagante. Além disso, utilizando um método de perturbação obteve-se uma expressão, aproximada, para a velocidade adimensional. Os resultados da ODE foram utilizados em conjugação com as velocidades de propagação experimentais para ajustar um dos parâmetros da lei de Arrhenius da absorção ótica. Utilizando este parâmetro e integrando a PDE completa que inclui as perdas de calor por radiação obtiveram-se valores de velocidades que apenas diferem da linha de ajuste em 7.5%. Assim, o modelo simplificado de ODE, apesar de negligenciar o termo das perdas de calor por radiação, pode ser utilizado para facilmente testar novas teorias para a propagação do efeito rastilho. Os valores numéricos da velocidade de propagação deste fenómeno, obtidos recorrendo aos parâmetros da absorção ótica ajustados, estão de acordo com as velocidades experimentais para os diferentes tipos de fibra considerados. Contudo, a temperatura da zona de fusão atinge, numericamente, valores consideravelmente mais elevados que os valores experimentais, além disso o valor obtido numericamente para a intensidade de limiar necessária à ignição e propagação do efeito rastilho é menor do que o valor experimental. Apesar destas discrepâncias, o modelo proposto permite reduzir o tempo de simulação melhorando a reprodução dos resultados experimentais, quando comparado com outros modelos anteriormente propostos. Algumas possibilidades de melhorar o modelo teórico são avançadas na secção seguinte.

Com o aumento da potência ótica propagada nas fibras tornou-se importante o desenvolvimento de métodos que permitam detetar ou extinguir a propagação do efeito rastilho. Estes métodos permitem reduzir as consequências da ignição e propagação deste fenómeno numa rede ótica, pois, como foi referido, pode originar um incidente extremamente dispendioso. Neste sentido, desenvolveram-se duas configurações óticas diferentes, para detetar a propagação do efeito rastilho, utilizando redes de Bragg como sensores térmicos que registam o aumento de temperatura na superfície da fibra provocado pela passagem da zona de fusão. Na configuração que utiliza duas FBGs, a diferença de tempo entre os máximos de temperatura registados em cada rede está relacionada com o comprimento de fibra entre as redes e com a velocidade de

Considerações Finais

propagação do efeito rastilho, sendo assim, utilizada para identificar a propagação deste efeito. A outra configuração desenvolvida utiliza o perfil de temperatura registado numa única FBG para identificar o efeito rastilho, uma vez que este perfil tem uma forma específica que depende apenas das características da FBG utilizada. Estes métodos que utilizam sensores de rede de Bragg para detetar o efeito rastilho apresenta vantagens fundamentais: os sensores podem ser colocados espacialmente afastados da unidade de monitorização num ponto remoto da rede ótica e sem interferir com a fibra ótica instalada e são detetores passivos de baixo custo. Além destes métodos, também se demonstrou a possibilidade de identificar a presença do efeito rastilho através da monitorização do espectro do sinal ótico refletido na rede. O espectro do sinal refletido durante a propagação da zona de fusão tem características que o distinguem do espectro do sinal refletido, por exemplo, numa fibra partida. Estes métodos podem ser implementados numa rede ótica, permitindo a deteção remota deste efeito, de forma a gerar sinais de alarme que desencadeiem ações para a sua mitigação. Por último, desenvolveu-se um dispositivo passivo de segurança, formado por microfibras óticas, que extingue a propagação do efeito rastilho. O aumento do diâmetro de campo modal na microfibra e a consequente diminuição da intensidade ótica até valores inferiores ao limiar para o efeito rastilho leva a extinção da zona de fusão, deixando a restante fibra intacta. As microfibras podem ser facilmente inseridas na infraestrutura de uma rede ótica, uma vez que apresentam perdas de inserção baixas, impedindo assim que o efeito rastilho alcance os centros de processamento ótico e danifique os componentes ativos da rede. Qualquer um destes métodos tem potencial de aplicação por parte dos operadores de telecomunicações.

6.2. Sugestões de trabalho futuro

Os temas abordados nesta tese têm-se tornado cada vez mais importantes no contexto dos sistemas de comunicações óticas. Considera-se que os resultados aqui reportados são relevantes, para a compreensão e resolução dos problemas levantados com a propagação de sinais óticos com potências elevadas. Assim, de forma a dar continuidade ao trabalho desenvolvido, propõe-se aqui alguns tópicos para trabalhos futuros.

A degradação das fibras sujeitas a curvas apertadas e sinais de elevada potência foi caracterizada em fibras SMF novas, contudo existem redes de fibra ótica instaladas há vários anos. Neste sentido, é importante caracterizar esta degradação tanto em fibras óticas envelhecidas devido a condições ambientais, como em cabos óticos habitualmente utilizados em instalações de redes óticas.

O mesmo se pode dizer para a caracterização experimental do efeito rastilho, que foi realizada em fibras óticas novas de três diferentes tipos mais frequentes nas redes óticas atuais, sendo necessário caracterizar experimentalmente este efeito em fibras óticas envelhecidas e em cabos óticos.

Sugestões de trabalho futuro

Os resultados numéricos obtidos com o modelo desenvolvido para descrever a ignição e propagação do efeito rastilho, apresentam várias discrepâncias em relação aos resultados experimentais, assim é essencial melhorar o modelo teórico. Algumas das hipóteses para melhorar este modelo teórico são: otimizar a equação que descreve a absorção ótica em função da temperatura e considerar as perdas de energia que ocorrem durante as alterações de fase que devem acontecer durante a ignição e propagação do efeito rastilho.

Como um dos mecanismos fundamentais do efeito rastilho é a absorção ótica e este ainda não está totalmente explicado, seria interessante realizar trabalhos no sentido da determinação experimental da absorção na fibra ótica para temperaturas elevadas.

O estudo da degradação de conectores óticos sujeitos a elevadas potências e a sua influência na ignição do efeito rastilho, é um tema que também pode ser explorado, principalmente em tipos de conectores habitualmente utilizados em redes óticas, como por exemplo conectores E2000.

anexo A

Redes de Bragg

As redes de Bragg (FBG) são componentes óticos passivos, que têm sido utilizados tanto como sensores como em sistemas de comunicações óticas. Uma das principais vantagens destes componentes é a possibilidade de otimizar as suas características espectrais, permitindo a utilização em diversas aplicações. Para além disso, as FBGs apresentam baixas perdas de inserção e baixo custo de implementação.

Uma FBG consiste numa rede de difração gravada numa fibra ótica, sendo formada pela variação periódica e longitudinal do índice de refração do núcleo da fibra.

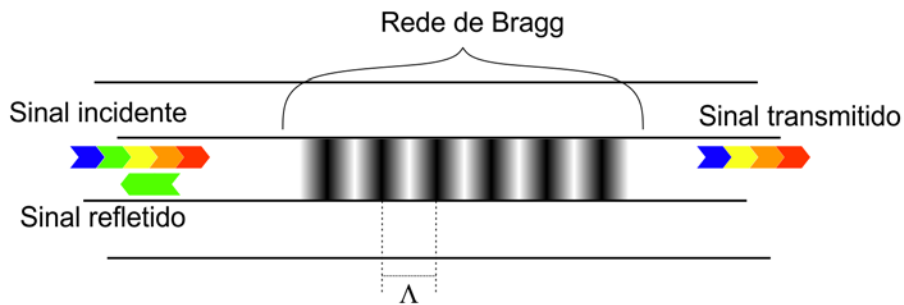


Figura A.1. Esquema representativo de uma rede de Bragg.

A rede de Bragg funciona como um filtro espectral refletivo, a região espectral refletida está centrada no comprimento de onda de Bragg, λ_B , cujo valor é dado pela condição de Bragg (equação A.1), que relaciona o período da perturbação do índice de refração, Λ , e o índice de refração efetivo, n_{eff} , do modo ótico guiado

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{\text{eff}} \quad (\text{A.1})$$

Usualmente, as redes de Bragg são obtidas através da exposição de uma fibra fotossensível a um padrão ótico de franjas de interferência na região do ultravioleta. Esse padrão pode ser obtido diretamente através de uma máscara de fase ou através de um interferómetro. (OTHONOS et al., 1999)

Segundo a equação (A.1) o comprimento de onda de Bragg depende do período da rede e do índice de refração efetivo do núcleo da fibra. Qualquer perturbação externa, que faça variar estes parâmetros, poderá ser detetada e quantificada pela consequente

alteração do comprimento onda de Bragg, deste modo as FBGs podem ser utilizadas como sensores.

Uma variação da temperatura em torno da FBG altera o índice de refração e o período da rede possibilitando o seu uso como sensor de temperatura. Quando uma rede está sujeita apenas a uma perturbação térmica, o efeito da variação da temperatura no seu comprimento de onda central é descrito pela seguinte equação (OTHONOS et al., 1999):

$$\Delta\lambda = S_T \Delta T \quad (A.2)$$

onde S_T é a sensibilidade térmica da FBG.

As FBGs utilizadas neste trabalho foram gravadas em fibra fotossensível mono modo (FiberCore PS1250/1500) com uma fonte ótica de 480 nm de comprimento de onda (KrF laser), utilizando o método da máscara de fase. Este método de gravação expõe a fibra à radiação ultravioleta, através de uma rede com a capacidade de difratar em transmissão um feixe de luz. Esta rede ou máscara de fase consiste numa série de perturbações longitudinais produzidas por fotolitografia na superfície de um substrato. O método da máscara de fase permite a gravação de redes com diferentes comprimentos de onda aplicando uma tensão longitudinal na fibra durante a gravação (NOGUEIRA, 2005). As redes produzidas apresentam uma refletividade superior a 70 %.

De forma a determinar a sensibilidade térmica das FBGs utilizadas, mediu-se a sua resposta às variações de temperatura, colocando-se a rede sobre um módulo termoeletrónico e revestindo-se com um composto de alta condutividade térmica, de modo a uniformizar a temperatura e melhorar o contacto térmico entre a rede e o módulo. O módulo termoeletrónico encontra-se ligado a um controlador de temperatura, ThorLabs modelo TED 350, e contém um sensor de temperatura LM335. Mediu-se o comprimento de onda central de reflexão para diversas temperaturas com um sistema de interrogação comercial da FiberSensing, modelo FS4200. Os valores obtidos são apresentados na figura A.2.

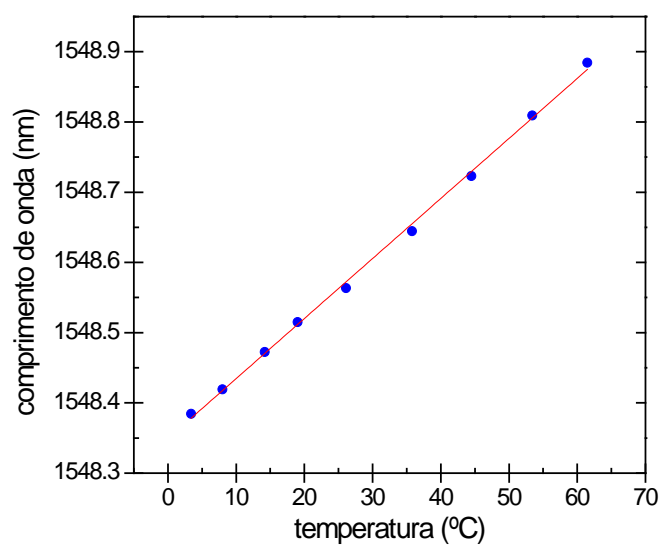


Figura A.2. Comprimento de onda central da rede de Bragg em função da temperatura, a linha corresponde ao ajuste linear (coeficiente de correlação > 0.99)

Através de ajuste linear dos dados apresentados na figura A.2 obteve-se uma sensibilidade térmica para as redes de Bragg de $8.5 \pm 0.1 \text{ pm}^\circ\text{C}^{-1}$.

anexo B

Lista de publicações no âmbito da tese

Capítulos de livros

ANDRÉ, P. S.; FERNANDES, N.; DOMINGUES, F.; ROCHA, A. M.; GRANADA, M.; LIMA, M.; TEIXEIRA, A. L. J. - Power Transmission over Optical Fiber. In: Advances in Energy Research - ACOSTA, M. V., New York: Nova Publisher, 2011.

ANDRÉ, P. S.; ROCHA, A.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M. - Thermal Effects in Optical Fibres. In: Developments in Heat Transfer -BERNARDES, M. A. D. S.: Intech, 2011.

Artigo em revista científicas

ANDRE, P. S.; ROCHA, A. M.; DOMINGUES, F.; MARTINS, A. - Improved thermal model for optical fibre coating owing to small bending diameter and high power signals. Electronics Letters, Vol. 46, n.º 10 (2010), p. 695-696.

ROCHA, A. M.; ANTUNES, P. F. D C.; DOMINGUES, M. D F. F.; FACAO, M.; ANDRE, P. S. D B. - Detection of Fiber Fuse Effect Using FBG Sensors. Sensors Journal, IEEE, Vol. 11, n.º 6 (2011), p. 1390-1394.

FACAO, M.; ROCHA, A. M.; ANDRE, P. S. - Traveling Solutions of the Fuse Effect in Optical Fibers. Journal of Lightwave Technology, Vol. 29, n.º 1 (2011), p. 109-114.

ROCHA A. M., DOMINGUES F., FACÃO M., TEIXEIRA A., LIMA M., NOGUEIRA R., ANDRÉ P. - Degradação de fibras óticas devido à propagação de sinais de elevada potência, Electrónica e Telecomunicações, Vol. 5, pp. 324-330, Junho de 2011

ROCHA, A. M.; FERNANDES, G.; DOMINGUES, F.; PINTO, A. N.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. - Halting the Fiber Fuse Effect Propagation Using Tapered Optical Fiber. submetido a IEEE Photonics Technology Letters, (2011).

Artigo em ata de conferencias científicas

ANDRÉ, P. S.; ROCHA, A. M.; NETO, B.; MARTINS, A.; FACÃO, M.; PINTO, J. L.; TEIXEIRA, A. L. J.; NOGUEIRA, R. N.; LIMA, M. J.; INCERTI, G.; FORIN, D.; BELEFFI, G. T. -Optical Fiber Bending Limits for Optical Fiber Infrastructures. Proc. of IEEE Africon, Nairobi, Kenya, 2009, p. 882-884

ROCHA, A. M.; FACÃO, M.; MARTINS, A.; ANDRÉ, P. S. -Simulation of fiber fuse effect propagation. Proc. of 3rd ICTON Mediterranean Winter Conference, Angers, France, 2009, p. FrP.12

ROCHA, A. M.; MARTINS, A.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Effect of bending in SMF fibers under high power. Proc. of 11th International Conference on Transparent Optical Networks, 2009, p. 1-4

ROCHA, A. M.; NETO, B.; MARTINS, A.; INCERTI, G.; FORIN, D.; BELLEFI, G.; FACÃO, M.; PINTO, J. L.; TEIXEIRA, A. L. J.; NOGUEIRA, R. N.; LIMA, M. J.; ANDRÉ, P. S. -The effect of high power propagation in bended fibers. Proc. of 10th International Conference on Telecommunications., 2009, p. 303-304

ROCHA, ANA M.; INCERTI, G.; FORIN, D.; BELLEFI, G.; FACÃO, M.; PINTO, J. L.; TEIXEIRA, A. L. J.; NOGUEIRA, R.N.; LIMA, M. J.; ANDRÉ, P.S. -High power effect in bend SMF fiber. Proc. of 7th Conference on Telecommunications, Santa Maria da Feira, Portugal, 2009, p. 56

ROCHA, ANA M.; NETO, B.; MARTINS, ANDRÉ; INCERTI, G.; FORIN, D.; BELLEFI, G.; FACÃO, M.; PINTO, J. L.; TEIXEIRA, A. L. J.; NOGUEIRA, R. N.; LIMA, M. J.; ANDRÉ, P.S. -Thermal effects in bend SMF fiber with high propagated power. Proc. of 14th European conference on Networks and Optical Communications / 4th Conference on Optical Cabling abd Infrastructure, Valladolid, Espanha, 2009, p. 5-10

ANDRÉ, P. S.; FACÃO, M.; ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; MARTINS, A. -Evaluation of the fuse effect propagation in networks infrastructures with different types of fibers. Proc. of Conference on Optical Fiber Communication, collocated National Fiber Optic Engineers Conference San Diego, CA, USA, 2010, p. JWA10

ANDRÉ, P. S.; ROCHA, A. M.; DOMINGUES, F.; MARTINS, A. -Thermal model for optical fiber coating under tight bending diameters. Proc. of 15th Optoelectronics and Communications Conference Sapporo, Japan, 2010, p. 318-319

ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Configuration for detecting the fiber fuse propagation using a FBG sensor. Proc. of 12th International Conference on Transparent Optical Networks Munich, Germany, 2010, p. JWA10

ROCHA, A. M.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Study of Fiber Fuse Effect on Different Types of Single Mode Optical Fibers. Proc. of 15th European conference on Networks and Optical Communications/5th Conference on Optical Cabling abd Infrastructure, Faro, Portugal, 2010, p. 75-79

ANDRÉ, PAULO S.; DOMINGUES, FTIMA; FACÃO, MARGARIDA; ROCHA, ANA M. -Optical Fuse Discharge Temperature Determination Employing the CIE Color Coordinates. Proc. of International Quantum Electronics Conference and Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, Sydney, Australia, 2011, p. C491

ROCHA, A. M.; FERNANDES, G.; DOMINGUES, F.; PINTO, A. N.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. - Fiber fuse effect propagation break using optical fiber taper. Proc. of 16th Optoelectronics and Communications Conference 2011, p. 593-594

ROCHA, ANA M.; ANDRÉ, P.S.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M. -Reflected Light from the Fiber Fuse Propagation. Proc. of Internacional Conference on Computer as a Tool join with 8th Conference on Telecommunications, Lisboa, Portugal, 2011,

ROCHA, ANA M.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P.S. -Threshold Power of Fiber Fuse Effect for different types of Optical Fiber. Proc. of 13th International Conference on Transparent Optical Networks, Stockholm, Sweden, 2011, p. Tu.P.13

Patentes

Universidade de Aveiro e Instituto de Telecomunicações - Monitor e método para a determinação da ocorrência do efeito de fusível em redes ópticas, baseados em redes de difracção escritas numa fibra óptica. ANDRÉ, PAULO; ROCHA, ANA MARIA; ANTUNES, PAULO; MARTINS, ANDRÉ. Portugal Patente portuguesa 104.875, 2009.

Universidade de Aveiro e Instituto de Telecomunicações - Method and monitor to determined the presence of fuse effect in optical networks. ANDRÉ, PAULO; ROCHA, ANA MARIA; ANTUNES, PAULO; MARTINS, ANDRÉ. Portugal Patente internacional WO/2011/071405.

referências bibliográficas

ABEDIN, K. S.; MORIOKA, T. -Remote detection of fiber fuse propagating in optical fibers. Proc. of Conference on Optical Fiber Communication 2009a, p. OThD5

ABEDIN, K. S.; NAKAZAWA, M.; MIYAZAKI, T. - Backreflected radiation due to a propagating fiber fuse. Optics Express, Vol. 17, n.º 8 (2009b), p. 6525-6531.

ABEDIN, K. S.; NAKAZAWA, M. - Real time monitoring of a fiber fuse using an optical time-domain reflectometer. Optics Express, Vol. 18, n.º 20 (2010), p. 21315-21321.

AGRAWAL, G. - Nonlinear fiber optics 4. Amsterdam Elsevier Inc., 2007.

AGRAWAL, G. - Fiber-optic communication systems. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2010.

Universidade de Aveiro e Instituto de Telecomunicações - Monitor e método para a determinação da ocorrência do efeito de fusível em redes ópticas, baseados em redes de difracção escritas numa fibra óptica. ANDRÉ, P.; ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; MARTINS, A. Portugal Patente portuguesa

Universidade de Aveiro e Instituto de Telecomunicações - Method and monitor to determined the presence of fuse effect in optical networks. ANDRÉ, P.; ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; MARTINS, A. Portugal Patente internacional

ANDRE, P. S. - Redes de fibra óptica. ACCES Industrie e-Magazine [Em linha], Vol. 11 (2009). Disponível na internet:<URL:<http://e-revista.com.pt/industria/acces/?p=1115>>.

ANDRÉ, P. S.; FACÃO, M.; ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; MARTINS, A. -Evaluation of the fuse effect propagation in networks infrastructures with different types of fibers. Proc. of Conference on Optical Fiber Communication, collocated National Fiber Optic Engineers Conference San Diego, CA, USA, 2010a, p. JWA10

ANDRÉ, P. S.; ROCHA, A. M.; DOMINGUES, F.; MARTINS, A. - Improved thermal model for optical fibre coating owing to small bending diameter and high power signals. Electronics Letters, Vol. 46, n.º 10 (2010b), p. 695-696.

ANTUNES, P.; ROCHA, A. M.; LIMA, H.; VARUM, H.; ANDRÉ, P. S. - Thin bonding wires temperature measurement using optical fiber sensors. Measurement, Vol. 44, n.º 3 (2011), p. 554-558.

ATKINS, R. M.; SIMPKINS, P. G.; YABLON, A. D. - Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides. Optics Letters, Vol. 28, n.º 12 (2003), p. 974-976.

BIGOT-ASTRUC, M.; SILLARD, P.; GAUCHARD, S.; ROUX, P. L.; BRANDON, E. -Analysis of coating temperature increase in fibers under high power and tight bending. Proc. of Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference, 2006, p. OFK4

BIGOT-ASTRUC, M.; MONTMORILLON, L. A. D.; SILLARD, P. -High-Power Resistance of Bend-Optimized Single-Mode Fibers. Proc. of Conference on Optical Fiber communication / National Fiber Optic Engineers Conference, 2008, p. 1-3

BRAMBILLA, G.; XU, F.; HORAK, P.; JUNG, Y.; KOIZUMI, F.; SESSIONS, N. P.; KOUKHARENKO, E.; FENG, X.; MURUGAN, G. S.; WILKINSON, J. S.; RICHARDSON, D. J. - Optical fiber nanowires and microwires: fabrication and applications. Advances in Optics and Photonics, Vol. 1, n.º 1 (2009), p. 107-161.

BUFETOV, I. A.; FROLOV, A. A.; DIANOV, E. M.; FORTOV, V. E.; EFREMOV, V. P. -Dynamics of fiber fuse propagation. Proc. of Optical Fiber Communication Conference, 2005, p. 3 pp. Vol. 4

ÇENGEL, Y. A. - Heat and mass transfer : a practical approach. 3º. Singapore: McGraw Hill, 2006.

CHIEN, C.-K.; CLARK, D. A.; GLAESEMANN, G. S. -Coating Failure of Bent Fiber under High Power Laser. Proc. of 54th International Wire & Cable Symposium, 2005,

DAVIS, D. D.; METTLER, S. C.; DIGIOVANNI, D. J. -A comparative evaluation of fiber fuse models. Proc. of SPIE, 1997, p. 592-606

DAVIS, I. M.; GLAESEMANN, G. S.; TEN, S.; WINNINGHAM, M. J. -Optical fibres resilient to failure in bending under high power. Proc. of 31st European Conference on Optical Communication, 2005, p. We3.4.5

DELISLE, Y.; GENG, P.; LAVALLEE, B. - Designing safety into optical networks. Laser Focus World, Vol. 38, n.º 8 (2002), p. 3p.

DIANOV, E. M.; BUFETOV, I. A.; FROLOV, A. A.; CHAMOROVSKY, Y. K.; IVANOV, G. A.; VOROBEV, I. L. - Fiber fuse effect in microstructured fibers. Ieee Photonics Technology Letters, Vol. 16, n.º 1 (2004), p. 180-181.

DIANOV, E. M.; FORTOV, V. E.; BUFETOV, I. A.; EFREMOV, V. P.; RAKITIN, A. E.; MELKUMOV, M. A.; KULISH, M. I.; FROLOV, A. A. - High-speed photography, spectra, and temperature of optical discharge in silica-based fibers. Ieee Photonics Technology Letters, Vol. 18, n.º 5-8 (2006), p. 752-754.

DOMINGUES, F.; ROCHA, A. M.; ANDRÉ, P. S. - High-power effects in damaged and contaminated optical fiber connectors. Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 53, n.º 11 (2011), p. 2485–2488.

DRISCOLL, T. J.; CALO, J. M.; LAWANDY, N. M. - Explaining the Optical Fuse. Optics Letters, Vol. 16, n.º 13 (1991), p. 1046-1048.

FACÃO, M.; ROCHA, A. M.; ANDRE, P. S. - Traveling Solutions of the Fuse Effect in Optical Fibers. Journal of Lightwave Technology, Vol. 29, n.º 1 (2011), p. 109-114.

FERNANDES, G. G. M. - Produção e caracterização de micro-fibras ópticas. Aveiro: Universidade de Aveiro, 2010. 50 f. Dissertação.

FERREIRA, M. F. D. S. - Óptica e fotónica. Lisboa: Lidel, 2003.

GLAESEMANN, G. S.; WINNINGHAM, M. J.; CLARK, D. A.; COON, J.; DEMARTINO, S. E.; LOGUNOV, S. L.; CHIEN, C. K. - Mechanical failure of bent optical fiber subjected to high power. Journal of the American Ceramic Society, Vol. 89, n.º 1 (2006), p. 50-56.

GRIMSHAW, R. - Nonlinear ordinary differential equations. Boca Raton: CRC Press, cop, 1993.

HA, W.; JEONG, Y.; OH, K. - Fiber fuse effect in hollow optical fibers. Optics Letters, Vol. 36, n.º 9 (2011), p. 1536-1538.

HAND, D. P.; RUSSELL, P. S. - Solitary thermal shock waves and optical damage in optical fibers: the fiber fuse. Optics Letters, Vol. 13, n.º 9 (1988a), p. 767-9.

HAND, D. P.; RUSSELL, P. S. J. -Soliton-like thermal shock-waves in optical fibres: origin of periodic damage tracks. Proc. of Fourteenth European Conference on Optical Communication, 1988b, p. 111-114 vol.1

HAND, D. P.; BIRKS, T. A. - Single-Mode Tapers as Fiber Fuse Damage Circuit-Breakers. Electronics Letters, Vol. 25, n.º 1 (1989), p. 33-34.

HANZAWA, N.; KUROKAWA, K.; TSUJIKAWA, K.; MATSUI, T.; NAKAJIMA, K.; TOMITA, S.; TSUBOKAWA, M. - Suppression of Fiber Fuse Propagation in Hole Assisted Fiber and Photonic Crystal Fiber. Journal of Lightwave Technology, Vol. 28, n.º 15 (2010), p. 2115-2120.

HOLMES, M. H. - Introduction to perturbation methods. New York Springer, 1995.

IEC- 60793-2-50 Optical fibres: Part 2-50: Product specifications – Sectional specification for class B single-mode fibres. 2008.

JUDD, D. B. - Estimation of Chromaticity Differences and Nearest Color Temperature on the Standard 1931 ICI Colorimetric Coordinate System. Journal of the Optical Society of America Vol. 26, n.º 11 (1936), p. 421-424.

KAO, K. C.; HOCKHAM, G. A. - Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, Vol. 113, n.º 7 (1966), p. 1151-1158.

KASHYAP, R. -Self-propelled self-focusing damage in optical fibers. Proc. of X International Conference on Lasers, Lake Tahoe, 1987,

KASHYAP, R.; BLOW, K. J. - Observation of Catastrophic Self-Propelled Self-Focusing in Optical Fibers. Electronics Letters, Vol. 24, n.º 1 (1988), p. 47-49.

KASHYAP, R.; SAYLES, A. H.; CORNWELL, G. F. -Heat-flow modeling and visualization of catastrophic self-propagating damage in single-mode optical fibers at low powers. Proc. of 1997, p. 586-591

KEISER, G. - Optical fiber communications. 3. Boston: McGraw-Hill, co., 2000.

LEE, M. M.; ROTH, J. M.; ULMER, T. G.; CRYAN, C. V. -The fiber fuse phenomenon in polarization-maintaining fibers at 1.55 μm ; Proc. of Lasers and Electro-Optics and Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2006, p. 1-2

LOGUNOV, S. L.; DEROSA, M. E. - Effect of coating heating by high power in optical fibres at small bend diameters. Electronics Letters, Vol. 39, n.º 12 (2003), p. 897-898.

LOVE, J. D. - Spot Size, Adiabaticity and Diffraction in Tapered Fibers. Electronics Letters, Vol. 23, n.º 19 (1987), p. 993-994.

MARCUSE, D. - Curvature loss formula for optical fibers. Journal of the Optical Society of America, Vol. 66, n.º 3 (1976), p. 216-220.

MARTINS, A. - Estudo de Fibras Ópticas Sujeitas a Curvaturas Apertadas. Aveiro: Universidade de Aveiro, 2009. 48 f. Dissertação.

NAMIKI, S.; SEO, K.; TSUKIJI, N.; SHIKI, S. - Challenges of Raman amplification. Proceedings of the IEEE, Vol. 94, n.º 5 (2006), p. 1024-1035.

NOGUEIRA, R. N. - Redes de Bragg em fibra óptica. Universidade de Aveiro, 2005. Tese de Doutoramento.

OTHONOS, A.; KALLI, K. - Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing. Artech House, 1999.

PASCHOTA, R.- Bend Losses: Encyclopedia for Photonics and Laser Technology. RP Photonics Consulting GmbH, 2009. Disponível em :<URL:http://www.rp-photonics.com/bend_losses.html>.

PERCIVAL, R. M.; SIKORA, E. S. R.; WYATT, R. - Catastrophic damage and accelerated ageing in bent fibres caused by high optical powers. Electronics Letters, Vol. 36, n.º 5 (2000), p. 414-416.

ROCHA, A. M.; FACÃO, M.; MARTINS, A.; ANDRÉ, P. S. -Simulation of fiber fuse effect propagation. Proc. of 3rd ICTON Mediterranean Winter Conference, Angers, France, 2009a, p. FrP.12

ROCHA, A. M.; MARTINS, A.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Effect of bending in SMF fibers under high power. Proc. of 11th International Conference on Transparent Optical Networks, 2009b, p. 1-4

ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. - Detection of Fiber Fuse Effect Using FBG Sensors. IEEE Sensors Journal, Vol. 11, n.º 6 (2010a), p. 1390-1394.

ROCHA, A. M.; ANTUNES, P.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Configuration for detecting the fiber fuse propagation using a FBG sensor. Proc. of 12th International Conference on Transparent Optical Networks Munich, Germany, 2010b, p. JWA10

ROCHA, A. M.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Study of Fiber Fuse Effect on Different Types of Single Mode Optical Fibers. Proc. of 15th European conference on Networks and Optical Communications/5th Conference on Optical Cabling and Infrastructure, Faro, Portugal, 2010c, p. 75-79

ROCHA, A. M.; DOMINGUES, F.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. -Threshold Power of Fiber Fuse Effect for different types of Optical Fiber. Proc. of 13th International Conference on Transparent Optical Networks, Stockholm, Sweden, 2011a, p. Tu.P.13

ROCHA, A. M.; FERNANDES, G.; DOMINGUES, F.; PINTO, A. N.; FACÃO, M.; ANDRÉ, P. S. - Fiber fuse effect propagation break using optical fiber taper. Proc. of 16th Optoelectronics and Communications Conference 2011b, p. 593-594

SEO, K.; NISHIMURA, N.; SHIINO, M.; YUGUCHI, R.; SASAKI, H. - Evaluation of High-power Endurance in Optical Fiber Links. Furukawa Review, Vol. 24 (2003), p. 17-22.

SHUTO, Y.; YANAGI, S.; ASAKAWA, S.; KOBAYASHI, M.; NAGASE, R. - Simulation of fiber fuse phenomenon in single-mode optical fibers. Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, n.º 11 (2003), p. 2511-2517.

SHUTO, Y.; YANAGI, S.; ASAKAWA, S.; KOBAYASHI, M.; NAGASE, R. - Evaluation of high-temperature absorption coefficients of optical fibers. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 16, n.º 4 (2004a), p. 1008-1010.

SHUTO, Y.; YANAGI, S.; ASAKAWA, S.; KOBAYASHI, M.; NAGASE, R. - Fiber fuse generation in single-mode fiber-optic connectors. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 16, n.º 1 (2004b), p. 174-176.

SHUTO, Y.; YANAGI, S.; ASAKAWA, S.; KOBAYASHI, M.; NAGASE, R. - Fiber fuse phenomenon in step-index single-mode optical fibers. Ieee Journal of Quantum Electronics, Vol. 40, n.º 8 (2004c), p. 1113-1121.

SHUTO, Y. - Evaluation of High-Temperature Absorption Coefficients of Ionized Gas Plasmas in Optical Fibers. Ieee Photonics Technology Letters, Vol. 22, n.º 3 (2010), p. 134-136.

SIKORA, E. S. R.; MCCARTNEY, D. J.; WRIGHT, J. V. - Impact of coating ageing on susceptibility to high-power damage at fibre bends. Electronics Letters, Vol. 43, n.º 4 (2007), p. 208-210.

TAKARA, H.; MASUDA, H.; KANBARA, H.; ABE, Y.; MIYAMOTO, Y.; NAGASE, R.; MORIOKA, T.; MATSUOKA, S.; SHIMIZU, M.; HAGIMOTO, K. -Evaluation of fiber fuse characteristics of hole-assisted fiber for high power optical transmission systems. Proc. of 35th European Conference on Optical Communication 2009, p. P1-12

TAKENAGA, K.; OMORI, S.; GOTO, R.; TANIGAWA, S.; MATSUO, S.; HIMENO, K. -Evaluation of High-Power Endurance of Bend-Insensitive Fibers. Proc. of Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference 2008a, p. 1-3

TAKENAGA, K.; OMORI, S.; GOTO, R.; TANIGAWA, S.; MATSUO, S.; HIMENO, K. - Evaluation of high-power endurance of bend-insensitive fibers. 2008 Conference on Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference, Vols 1-8, (2008b), p. 370-372

3037.

TODOROKI, S.-I. - *In-Situ* Observation of Fiber-Fuse Propagation. Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 44 (2005a), p. 4022-4024.

TODOROKI, S. - Animation of fiber fuse damage, demonstrating periodic void formation. Optics Letters, Vol. 30, n.º 19 (2005b), p. 2551-2553.

TODOROKI, S. - Origin of periodic void formation during fiber fuse. Optics Express, Vol. 13, n.º 17 (2005c), p. 6381-6389.

TODOROKI, S. - Transient propagation mode of fiber fuse leaving no voids. Optics Express, Vol. 13, n.º 23 (2005d), p. 9248-9256.

TODOROKI, S. - Papers on the focus of my interest [Consult. Jul 05, 2011]. Disponível em:<http://www.geocities.jp/Tokyo_1406/node3.html>.

WANG, Q.; RAJAN, G.; WANG, P.; FARRELL, G. - Polarization dependence of bend loss for a standard singlemode fiber. Optics Express, Vol. 15, n.º 8 (2007), p. 4909-4920.

WEBER, R. O.; MERCER, G. N.; SIDHU, H. S.; GRAY, B. F. - Combustion waves for gases ($Le=1$) and solids ($L \rightarrow \infty$). Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences, Vol. 453, n.º 1960 (1997), p. 1105-1118.

WINZER, P. J. -Challenges and evolution of optical transport networks. Proc. of 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication, 2010, p. we.8.D.1

WYSZECKI, G. - Color science: concepts and methods, quantitative data and formulae. 2. New York John Wiley, 1982.

YAKOVLENKO, S. I. - Physical processes upon the optical discharge propagation in optical fiber. Laser Physics, Vol. 16, n.º 9 (2006), p. 1273-1290.

YANAGI, S.; ASAKAWA, S.; NAGASE, R. - Characteristics of fibre-optic connector at high-power optical incidence. Electronics Letters, Vol. 38, n.º 17 (2002), p. 977-978.